

**UNTERSUCHUNG ^{16}O - INDUZIERTER
TIEF - INELASTISCHER KERNREAKTIONEN
AN ^{27}Al , ^{48}Ti UND ^{58}Ni DURCH SPEKTROSKOPIE
DER GAMMASTRAHLUNG AUS DEN
REAKTIONSPRODUKTEN**

Hermann Puchta

1980



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548305_0055

UNTERSUCHUNG ^{16}O -INDUZIERTER TIEF-INELASTISCHER
KERNREAKTIONEN AN ^{27}Al , ^{48}Ti UND ^{58}Ni DURCH SPEKTROSKOPIE
DER GAMMASTRAHLUNG AUS DEN REAKTIONSPRODUKTEN

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Hermann Puchta

aus Ingolstadt

München, 31. Oktober 1979



1. Gutachter: Prof. W. Hering
2. Gutachter: Prof. J. de Boer

Tag der mündlichen Prüfung: 25. Februar 1980

ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Spektroskopie der Gammastrahlung aus den Reaktionsfragmenten nach binären Reaktionen in den Systemen $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$, ^{48}Ti und ^{58}Ni bei Einschußenergien von 90 bis 100 MeV, d.h. weit über der Coulombschwelle. ΔE -E-Teleskope, die unter 35° zur Strahlrichtung standen, wiesen die projektilähnlichen Fragmente nach, definierten den Reaktionskanal und die Streuebene.

In Koinzidenz dazu wurden die Gammaquanten in einer $120\text{-cm}^3\text{-Ge(Li)}$ -Diode und einem $27\times 33\text{-cm-NaJ}$ -Spektrometer beobachtet. Die Gammaspektren gleichen, bis auf die hoch-energetischen Gammalinien aus den Ejektile, die sich aus dem Gammakontinuum der schweren Fragmente erheben, den bisher in Fusionsreaktionen beobachteten.

Aus der spektroskopierten Gammastrahlung konnte für die leichten wie die schweren Fragmente die Anregungsenergie, der Betrag des Fragmentdrehimpulses, sowie die Besetzung der magnetischen Subzustände bestimmt werden.

Das "harte" Projektil ^{16}O bringt die dissipierte Energie und den in Eigenrotation der Fragmente übertragenen Drehimpuls fast vollständig in den Restkern ein. Die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung eines Grundzustandsüberganges in einem der schweren Fragmente beträgt (0.85 ± 0.10) pro Kohlenstoffejektil im System $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$. Die Restkernverteilung entspricht der nach dem statistischen Modell erwarteten aus dem Zerfall des zum Ejektil ^{12}C gehörenden Compoundkerns ^{52}Cr , dessen Anregungsenergie dem Reaktions-Q-Wert entspricht. Bei der Einschußenergie von etwa 100 MeV stammen im System $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ auch bei negativen Q-Werten (-45 MeV) die Ejektile vorwiegend aus Zweikörperprozessen.

Der dissipierte Drehimpuls wurde aus der gemessenen Zahl von Gammaquanten pro Reaktion und den Intensitäten der diskreten Übergänge entlang der Yrastlinie berechnet. Die Resultate aus beiden Methoden stimmen gut überein. Im

Kohlenstoff-Ausgangskanal überstreichen die Fragmentdrehimpulse der Restkerne den Bereich von $8 \hbar$ bei den am wenigsten inelastischen Reaktionen, was man für einen Alphatransfer auf einer streifenden Bahn erwartet, bis zu den $14 \hbar$ bei den negativsten Q-Werten, die das Modell eines starr rotierenden Doppelkerns liefert, wenn man davon ausgeht, daß die tief-inelastischen Reaktionen auf das Fenster von Stoßparametern zwischen den Fusions- und Oberflächenreaktionen konzentriert sind.

Die energie-integrierte Gammastrahlung zeigt für alle untersuchten Systeme nur schwache Anisotropien von weniger als 30 %. Dieses Meßergebnis erlaubt keine Rückschlüsse auf den Reaktionsmechanismus, da es sich aus der isotropen statistischen Gammastrahlung bei höheren Gammaenergien, einem überwiegenden Anteil von gestreckten Quadrupolübergängen im Energiebereich von etwa 0.8 bis 2 MeV und, je nach Endkern, aus starken Beiträgen von "dipolartigen" Yrastübergängen bei niedrigeren Gammaenergien zusammensetzt.

Aus der gemessenen Anisotropie der Winkelverteilung diskreter Gammalinien folgt eine starke Ausrichtung der Restkernspins senkrecht zur Streuebene, wie man es im klassischen Reibungsbild erwartet. Das Alignment P_{zz} , das ein quantitatives und anschaulich interpretierbares Maß für die Ausrichtung der Kernspins ist, kann man aus der Intensität der Gammastrahlung in der Streuebene und senkrecht dazu gewinnen, wenn man die deorientierenden Effekte des statistischen Teilchen- und Gammazerfalls berücksichtigt. Im (Z=6)-Ausgangskanal im System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ beobachtet man ein nahezu vollständiges Alignment der Fragmentspins ($P_{zz}=0.9$) im Maximum des Ejektilspektrums (Q=-30 MeV), das zu negativeren Q-Werten hin bis auf $P_{zz}=0.45$ bei Q=-44 MeV abnimmt. Dies deutet darauf hin, daß man es nicht mit einem Einstufen-, sondern einem statistischen Prozeß zu tun hat.

Eine konsistente Analyse aller Daten für den Restkern ergibt sich nach einer Aufteilung des Fragmentspins in eine ausgerichtete und eine isotrop orientierte Komponente, die bei negativeren Q-Werten fast ($11 \hbar$) die Größe der ausgerichteten erreicht ($14 \hbar$).

INHALT

Seite

1.	EINLEITUNG	1
2.	DIE EXPERIMENTE	7
2.1	Untersuchte Systeme	7
2.2	Detektoren, Meßgeometrie	10
2.3	Elektronik	14
2.4	Eichungen, Datenanalyse	19
3.	DIE ENERGIESPEKTREN	27
3.1	Teilchenspektren	27
3.2	Koinzidente Gammaspektren	30
4.	ENERGIEDISSIPATION	35
4.1	Zweikörpercharakter der t_i Reaktionen	35
4.2	Ejektilanregung	42
4.2.1	Isotopenverteilung	42
4.2.2	Die Gammastrahlung aus den Ejektilen	43
5.	GRÖSSE DER FRAGMENTDREHIMPULSE	52
5.1	Der starr rotierende Doppelkern	52
5.2	Gammamultiplizitäten	55
5.2.1	Gammamultiplizität und primärer Fragmentspin	55
5.2.2	Messung der Gammamultiplizität	58
5.2.3	Diskussion der Daten	60
5.3	Intensität der Yrast-Gammaübergänge	66
5.4	Spinverteilung	69
6.	ORIENTIERUNG DER FRAGMENTDREHIMPULSE	72
6.1	Das energie-integrierte Gammaspektrum	72
6.2	Winkelverteilung diskreter Gammaübergänge	76
6.2.1	Anisotropie	76
6.2.2	Reibungsgeometrie	78
6.2.2.1	Primäre m-Verteilung	78
6.2.2.2	Alignment und Polarisierung	88
6.2.3	Alignment der primären Fragmente	92
6.2.4	Vergleich mit Teilchenexperimenten	104

	Seite
7. AUSBLICK	106
ANHANG	
A WINKELVERTEILUNG DER GAMMASTRAHLUNG	108
A1 (L,M)-Multipolstrahlung	108
A2 Gammaübergang $J_i - 0$, axialsymmetrischer Gammazähler	110
A3 Ausgerichtetes System, endlicher Raum- winkel des Zählers	112
A4 Verschlechterung des primären Alignments	114
A4.1 Gamma- und Teilchenzerfall	114
A4.2 Hyperfein-Wechselwirkung	118
A5 Allgemeiner Fall	119
B TRANSFORMATION VOM BEWEGTEN SYSTEM IN DAS LABORSYSTEM	124
B1 (Raum-)Winkel des Gammazählers	124
B2 Form der Photolinien im Ge(Li)	125
C VERDAMPFUNGSCBERECHNUNGEN MIT GROGI2K	129
D INTENSITÄT UND ANISOTROPIE BEOBACHTETER GAMMALINIEN, GAMMAMULTIPLIZITÄT	132
D1 Diskrete Linien	132
D1.1 Ge(Li)-Spektrum	132
D1.2 NaJ-Spektrum	138
D2 Gammamultiplizitäten	140
VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN UND TABELLEN	142
LITERATURVERZEICHNIS	144

1. EINLEITUNG

Bei Kernreaktionen zwischen Schweren Ionen ist im allgemeinen die de Broglie-Wellenlänge ($\lambda \approx 10^{-16} \text{ m} = 0.1 \text{ fm}$) klein gegen die charakteristischen Längen für die Änderung des Wechselwirkungspotentials, so daß das klassische Bild einer Bewegung auf Bahnen in guter Näherung zutrifft. Man kann damit die verschiedenen Arten von Reaktionsprozessen nach dem Stoßparameter bzw. dem Bahndrehimpuls klassifizieren (Abb.1). Die Einschußenergie sei groß genug, daß Projektil und Target die Abstoßung durch die Coulombkraft überwinden können, und die anziehende Kernkraft spürbar wird.

1. Bei großen Stoßparametern ($b > b_{st}$) wird der Streuprozess durch die langreichweitige Coulombwechselwirkung bestimmt. Es dominiert im allgemeinen die elastische Streuung (Rutherford-Streuung); das zeitabhängige elektromagnetische Feld des Projektils, das auf den Targetkern wirkt, kann diesen in einen angeregten Zustand versetzen (Coulombanregung).

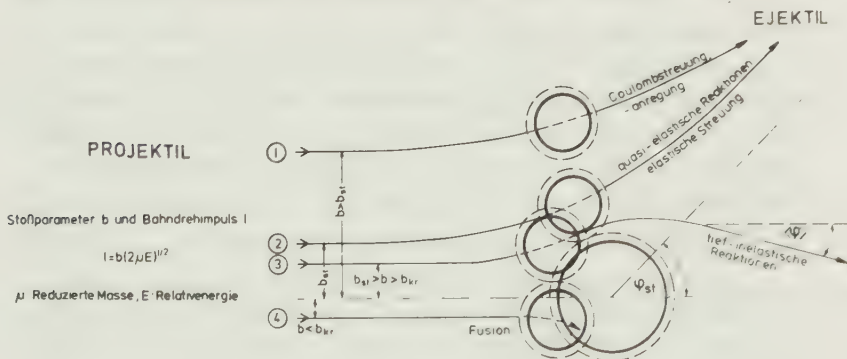


Abb.1: Klassifikation der Reaktionsprozesse zwischen Schweren Ionen nach dem Stoßparameter b in einem klassischen Bild. b_{st} ist der Stoßparameter für eine streifende Bahn. φ_{st} ist der dazugehörige Ablenkwinkel.

b_{kr} ist die obere Grenze für den Bereich der Stoßparameter, in dem Target und Projektil verschmelzen ("kritischer" Stoßparameter).

2. Wenn sich die Oberflächen der beiden Kerne bei einem streifenden Stoß berühren, wird die anziehende Kernkraft spürbar. Neben der elastischen und inelastischen Streuung kommt es auch zum Übertrag von Nukleonen. Da die Anregungsenergie von Restkern und Ejektil klein gegen die Energie der Relativbewegung, und die übertragene Masse klein gegen die Gesamtmasse ist, nennt man diese Prozesse quasi-elastische (qe) Reaktionen.

3. Bei Einschußenergien, die nur knapp über der Coulomb-schwelle liegen, bewirkt die anziehende Kernkraft eine Verschmelzung von Projektil und Target, falls der Stoßparameter kleiner als b_{st} , der Stoßparameter der streifenden Bahn ist. Bei hohen Einschußenergien und vor allem in schweren Systemen werden die abstoßende Zentrifugal- und Coulombkraft so stark, daß nur noch für sehr kleine Bahnparameter, d.h. niedrige Zentrifugalenergien, eine Verschmelzung von Projektil und Target stattfinden kann. Der größte Stoßparameter b_{kr} , für den eine Fusion möglich ist, kann unter diesen Bedingungen wesentlich kleiner als b_{st} sein. Für die Systeme $^{16}O+^{16}O$ und $^{40}Ca+^{40}Ca$ sagen TDHF ("Time-dependent Hartree-Fock")-Rechnungen (KOO 77) ein Fenster für binäre Reaktionen bei Partialwellen mit kleinen Bahndrehimpulsen vorher. Bisher gibt es jedoch keinen allgemein anerkannten experimentellen Beweis für solche Prozesse.

4. Der Bereich von Bahnparametern zwischen b_{kr} und b_{st} führt zu tief-inelastischen (ti) Reaktionen. Diese Prozesse wurden erst Anfang der 70er-Jahre als ein neuer binärer Reaktionstyp identifiziert, nachdem es Beschleuniger gab, die schwere Projektile mit hinreichend hoher Energie lieferten (ART 73, HAN 74, MOR 74). Sie unterscheiden sich von den mit leichten Projektilen ($A \leq 20$) zu dieser Zeit schon ausführlich studierten quasi-elastischen Reaktionen wesentlich (vgl. zusammenfassende Artikel über ti Reaktionen mit ausführlichen Literaturverzeichnissen: GAL 76, SCH 77, VOL 78).

In systematischen Messungen der Winkelverteilungen, Austrittsenergien, Ladungs- und Massenverteilungen unter

verschiedenen Einschußbedingungen zeigten sich die Eigenschaften dieses Reaktionstyps:

- Die kinetische Energie der Reaktionspartner im Ausgangskanal entspricht ungefähr der Coulombenergie zweier sphärischer Kerne, die sich an der Oberfläche berühren. Die Zentrifugalenergie der Relativbewegung im Ausgangskanal bedingt eine höhere, eine Deformation der Fragmente bei der Trennung eine niedrigere Austrittsenergie. Die Anregungsenergie der Fragmente ist von derselben Größenordnung wie die Energie der Relativbewegung. Diese Eigenschaft führte zu der Bezeichnung "tief-inelastische" Reaktionen.
- Der Wirkungsquerschnitt für t_1 Reaktionen nimmt mit zunehmender Einschußenergie über der Coulombschwelle zu und hängt stark vom System ab. Bei schweren Systemen füllt er bei Einschußenergien über der Coulombschwelle einen Großteil des Reaktionsquerschnitts aus.
- Die Winkelverteilungen steigen zu Vorwärtswinkeln hin exponentiell an ("Orbiting") oder sind glockenförmig mit dem Maximum in der Nähe des Streifwinkels ("Focusing"). Besonders aufschlußreich für das Verhalten eines Systems ist ein Höhenlinienbild des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnittes gegen den Winkel und die kinetische Energie im Ausgangskanal ("Wilczynski-Plot", WIL 73).
- Aus den Ladungs- und Massenverteilungen folgt, daß bei t_1 Reaktionen zwar im Mittel mehr Teilchen als bei den q_1 Reaktionen ausgetauscht werden (Diffusion), daß aber Projektil und Target im wesentlichen ihre Identität beibehalten. Es gibt dabei je nach den Einschußbedingungen eine Drift zur Massensymmetrie oder -asymmetrie des Systems; die Wechselwirkungszeiten sind zu kurz, um den Gleichgewichtszustand zu erreichen. Die Relaxationszeit für das Erreichen des "Ladungsgleichgewichts" ist kürzer als die Kontaktzeit der beiden Reaktionspartner. Unter Ladungsgleichgewicht versteht man hier, daß das Verhältnis der Protonen- zur Neutronenzahl der beiden primären Reaktionsfragmente dem des Gesamtsystems entspricht.

Diese Eigenschaften wurden aus dem Nachweis eines der beiden oder beider Reaktionsfragmente gefunden. Sie deuten darauf hin, daß bei t_i Reaktionen Relaxationsprozesse mit charakteristischen Zeiten von 10^{-22} bis 10^{-20} s für verschiedene Freiheitsgrade wie z.B. die Massenasymmetrie des Systems beobachtet werden. Vor allem dieser Aspekt war in den letzten Jahren der Anlaß zu zahlreichen experimentellen und theoretischen Untersuchungen der t_i Reaktionen (vgl. WEI 79).

Für das Verständnis der kinematischen wie statistischen Eigenschaften der t_i Reaktionen spielen der aus der Relativbewegung in Eigenrotation der Fragmente übertragene Drehimpuls und dessen Orientierung eine wichtige Rolle (WOL 79). In der vorliegenden Arbeit wurden diese Größen aus der Gammastrahlung der Reaktionsfragmente bestimmt (Kap. 5,6). Wichtig für die Interpretation der Daten ist die Klärung der Frage, ob die Reaktionen mit sehr negativen Q-Werten in den untersuchten leichten bis mittelschweren Systemen vorwiegend binäre Prozesse sind, oder ob es starke Beiträge von Mehrkörperprozessen gibt. Es wird gezeigt (Kap. 4), daß man diese Frage aus den in Koinzidenz mit den Ejektilen beobachteten diskreten Gammaübergängen aus den schweren Fragmenten beantworten kann. Bisher wurde in Experimenten zum Nachweis der Gammastrahlung aus den Fragmenten nach t_i Reaktionen (ALB 75, BER 76, DEM 77, GLA 77, ALE 78, CHR 78, GEO 78, NAT 78, OLM 78, DAY 79) im allgemeinen nur die Zahl der Gammaquanten (die "Gammamultiplizität") gemessen, die nach einem Reaktionsprozeß emittiert werden. Die Vernachlässigung gamma-spektroskopischer Methoden zur Untersuchung der Eigenschaften der t_i Reaktionen (VAN 77, DAU 79) war wohl zum Teil in der Ansicht begründet, daß die Gammas erst lange nach der Reaktion, in der letzten Stufe der Abregung der Fragmente, emittiert werden, also nur sehr indirekte Information über den Reaktionsprozeß liefern können (vgl. Kap. 6.2 in SCH 77). Ein wichtiger Grund sind sicherlich auch die zu erwartenden niedrigen Zählraten für die Gammalinien aus den Fragmenten (Kap. 2). Die energie-integrierte Intensität der Gammastrahlung aus den Reaktionsprodukten ist für alle Beobach-

tungsrichtungen ungefähr gleich groß (vgl. NAT 78). Experimente, in denen Teilchen nachgewiesen wurden, zeigten dagegen eine starke Anisotropie der Teilchen-Winkelkorrelation (DYE 77, HO 77). Für die untersuchten Systeme wird dieser Widerspruch aufgeklärt (Kap. 6.1). Zur Berechnung des Alignments P_{zz} aus der gemessenen Anisotropie diskreter Gammaübergänge wird ein Ansatz vorgeschlagen, und die Daten werden damit analysiert (Kap. 6.2). Bei bisherigen Messungen (VAN 76,77) wurde eine solche quantitative Bestimmung der Kernspin-Orientierung nicht versucht.

Der Drehimpuls der Reaktionsfragmente nach t_i Reaktionen wurde, wie bei Fusionsreaktionen, aus der gemessenen Gammamultiplizität bestimmt (ALB 75). Während eine phänomenologische Umrechnung der Multiplizitäten in einen primären Fragmentspin (BER 76) zu einem großen systematischen Fehler führen kann, ist eine Eichung der gemessenen Multiplizität bei t_i Reaktionen an Fusionsmessungen (ALB 75, NAT 78) ein Verfahren, das fundiertere Werte für die Größe des primären Fragmentspins liefert (Kap. 5). Schwierigkeiten treten bei diesem Verfahren bei hohen Anregungsenergien und vor allem bei leichten Systemen auf: Die Gammamultiplizität ist ungefähr konstant bzw. nimmt sogar ab, obwohl der primäre Spin mit zunehmender Einschußenergie größer wird (SLE 76). In der vorliegenden Arbeit wurde auch ein alternatives Verfahren untersucht, das von der Beziehung zwischen dem Spin des primären Restkerns und der Intensität der Gammaübergänge in der Yrast-Kaskade der nach Teilchenemission bevölkerten Tochterkerne ausgeht.

Die Wahl der Systeme war durch die Möglichkeiten des Münchner Tandembeschleunigers bestimmt. Wegen der ausführlichen Untersuchungen der t_i Prozesse im System $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ (WUR 74, ALB 75, HO 77, CO 76) lag es nahe, dieses System zu wählen und damit die experimentelle Information darüber zu vervollständigen. Es zeigte sich aber, daß ^{58}Ni kein guter Targetkern für das Studium diskreter Gammaübergänge ist, da in den Spektren keine ausgeprägten Yrast-Kaskaden zu beobachten sind (Kap. 3.2). ^{48}Ti erwies sich als

bestes Target, da die Yrast-Zustände sehr selektiv bevölkert werden, und die Hochspinnniveaus der Kerne in der $f_{7/2}$ -Schale sehr gut bekannt sind (SIG 77).

Die Verteilung der Anregungsenergie auf die beiden Fragmente im Ausgangskanal wurde in schweren Systemen von mehreren Gruppen untersucht (PLA 78, EYA 78, SCH 78). Wie man für eine Equilibrierung im Energiefreiheitsgrad erwartet, beobachtet man eine Aufteilung der Anregungsenergie im Verhältnis der Massen. Dies würde für ti Reaktionen in den untersuchten Systemen bedeuten, daß sich die Ejektile stets in einem angeregten Zustand befinden. Für das System $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$ wurde dies aus der Intensität tiefliegender Gammaübergänge in ^{12}C und ^{16}O geschlossen, die mit einem Ge(Li)-Detektor beobachtet wurden (VAN 77). Weitere Daten lagen nicht vor. Da Verunreinigungen auf dem Target, sowie Ungenauigkeiten bei der Eichung der Nachweiswahrscheinlichkeit die Ergebnisse stark verfälschen können, wurde dieses Ergebnis überprüft, und die Ejektilanregung auch für die Systeme $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$, ^{58}Ni studiert.

2. DIE EXPERIMENTE

2.1 Messungen

Experimentelle Untersuchungen von ti Reaktionen haben gezeigt, daß der Wirkungsquerschnitt für diese Prozesse mit Erhöhung der Einschußenergie über der Coulombschwelle B stark zunimmt. Am Münchner Tandembeschleuniger (Firma High Voltage Engineering Corporation) stand nach dem Umbauprogramm bei der maximal erreichbaren Beschleunigungsspannung von 11 MV ein 100 MeV $^{16}\text{O}^{8+}$ -Strahl mit einer Intensität bis zu etwa 5 Teilchen-Nanoampere zur Verfügung (1 Teilchen-Nanoampere entspricht $6.2 \cdot 10^9$ Teilchen/sec). Damit konnten ti Reaktionen in Koinzidenzexperimenten an leichten bis mittelschweren Targetkernen studiert werden (Tab. 1).

Bei einer Einschußenergie von etwa 100 MeV werden für die Systeme $^{16}\text{O} + ^{46,48}\text{Ti}$ und $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ nur etwa 20 bis 30 % des totalen Reaktionsquerschnitts von ti Prozessen ausgefüllt. Der Hauptanteil wird von Fusionsreaktionen eingenommen, so daß man die Gammastrahlung der Fragmente nach ti Reaktionen durch eine Koinzidenzbedingung mit den Ejektilen gegen den dominierenden "Untergrund" der Gammas aus den Fusionsrestkernen diskriminieren muß. Auch die in den Teleskopen nachgewiesenen Teilchen waren zu mehr als 80 % Alphateilchen und Protonen aus dem Zerfall der neutronenarmen Fusionsrestkerne (Abb. 2). Die Ejektilsorte wird durch die Messung der Kernladung Z bestimmt. Die Anzahl der registrierten koinzidenten Ereignisse pro Sekunde in einem Teilchen-Gamma-Koinzidenzexperiment für eine bestimmte Gammalinie im Endkern X ergibt sich zu:

$$(2.1) \quad \frac{dN_{T-\gamma}}{dt} = 3.8 \frac{d\sigma}{d\Omega} (\varphi_T) \Omega_T \cdot I \cdot \frac{d_{\text{Tar}}}{A_{\text{Tar}}} \cdot \epsilon_{\gamma}^{\text{Ph}} \cdot p_{\gamma}^{\text{CN-X}} \cdot W(\theta_{\gamma}, \phi_{\gamma})$$

Die Größen auf der rechten Seite der Gleichung sind auf bequeme Einheiten gebracht:

- $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi_T)$: Differentieller Wirkungsquerschnitt für das Ejektil der Sorte Z für den Streuwinkel φ_T [mb/sr]
 Ω_T : Raumwinkel des Teilchenzählers [sr]
 I : Teilchenstrom [Teilchen-nA]
 d_{Tar} : Dicke des Targets [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]
 A_{Tar} : Masse des Targetkerns [amu]
 ϵ_Y^{Ph} : Absolute Photo-Nachweiswahrscheinlichkeit des Gamma-detektors für den Gammaübergang γ im Endkern X
 $p_Y^{\text{CN-X}}$: Wahrscheinlichkeit, daß aus dem(n) zum Ejektil der Sorte Z gehörenden schweren Fragment(en) CN der Kern X hervorgeht und γ emittiert
 $W(\theta_Y, \phi_Y)$: Normierte Winkelverteilung der Gammastrahlung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die stärkste Ejektilsorte, den Kohlenstoff, beträgt im System $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ bei einer Einschußenergie von 92 MeV und einem Beobachtungswinkel von 35° etwa 10 mb/sr (WUR 75). Da das primäre schwere Fragment hoch angeregt ist, ergibt sich daraus nach der Teilchenabdampfung eine Verteilung von Restkernen, was die Koinzidenzrate pro Reaktion für einen bestimmten Gammaübergang verkleinert. Setzt man für die Größen in (2.1) vernünftige Werte ein ($\Omega_T = 10$ msr, $d_{\text{Tar}} = 1$ mg/cm², $\epsilon_Y^{\text{Ph}} = 10^{-3}$, $p_Y^{\text{CN-X}} = 0.2$), erhält man bei einer isotropen Winkelverteilung der Gammas eine Zählrate von 40 Ereignissen pro Stunde in der Photolinie für einen diskreten Gammaübergang im Restkern X. Damit die Meßzeiten nicht zu lange werden, ist eine Optimierung aller Größen in (2.1) wichtig.

Der Teilchenstrom I war begrenzt durch den maximal zulässigen Injektionsstrom in den Beschleuniger von 1.5 μA ^{16}O . Um damit die Teilchen- und Gammazähler auszulasten, wurden die Experimente mit relativ dicken Targets von etwa 2 bis 3 mg/cm² Massenbelegung durchgeführt. Für diese Dicken sind die elastische Streuung aus den hinteren Targetschichten, sowie die Verschmierung der Einschußenergie aufgrund des Energieverlustes der Teilchen im Target noch tolerierbar.

Tabelle 1: Die untersuchten Systeme mit den wichtigsten Parametern

Systeme	E_{LAB} (MeV)	Geometrie	E/B	η	$\varphi_{\text{st}}^{\text{LAB}}$	l_{st} (μ)	d_{Tar}^1 (mg/cm ²)	ΔE_{Tar}^2 (MeV)
$^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$	96.5	IP 32.5,40 OP 35	3.5	6.7	12°	40	3.1	9.9
$^{16}\text{O}+^{46}\text{Ti}$	100.0	IP 32.5,40	2.8	11.1	19°	49	1.0	2.6
$^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$	96.5	IP 32.5,40 OP 35	2.7	11.3	20°	49	2.8	7.8
	93.0	IP 35					2.0	5.6
$^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$	96.5	IP 32.5,40 OP 35	2.3	14.3	26°	50	3.0	7.8
	93.0	IP 35					2.0	5.1
$^{16}\text{O}+^{72}\text{Ge}$	100.0	IP 32.5,40	2.3	16.1	27°	54	2x(0.42) auf ^{12}C	2.2
$^{16}\text{O}+\text{B}_2\text{O}_3\text{,C}$	96.5	IP 32.5,40 OP 35	Untergrundmessung					

1) Effektive Targetdicke für den Teilchenstrahl

2) Energieverlust des Projektils im Target

3) IP/OP : Gammazähler in der Streuebene/senkrecht dazu,

Zahlen dahinter geben den Winkel des Teleskops im Laborsystem an

4) Die $^{46,48}\text{Ti}$ -, ^{58}Ni - und ^{72}Ge -Targets waren hoch angereicherte Isotope

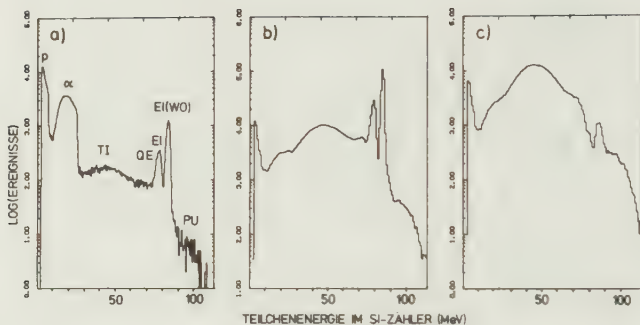


Abb.2: $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 96.5 \text{ MeV}$, $\psi_{\text{EJ}} = 35^\circ$:
Teilchenspektren (EREST)

- a) Freies Spektrum (p=Protonen, α =Alphateilchen, TI=Schwerionen aus ti Reaktionen, QE=qe Reaktionen, El= elastische Streuung, El(WO)=elastische Streuung an der Wolframverunreinigung im Target (MAI 78), PU=Pileup-Ereignisse, d.h., die Impulse zweier (nahezu) gleichzeitig registrierter Teilchen sind aufsummiert.
- b) Leichte Teilchen sind durch eine elektronische Schwelle für die ΔE -Signale unterdrückt.
- c) Gammakoinzidentes Spektrum mit ΔE -Schwelle.
(Die Meßzeiten für die drei Spektren sind verschieden).

2.2 Detektoren, Meßgeometrie

Bei festem Teilchenstrom und gegebener Targetdicke kann die Zählrate durch Vergrößerung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren erhöht werden. In Koinzidenzmessungen ist dies die effektivste Methode, die Zählrate möglichst groß zu machen, da bei einer Erhöhung des Teilchenstroms bzw. der Targetdicke die zufälligen Koinzidenzen quadratisch zunehmen, die echten aber nur linear. Die Ausschmierung der zu untersuchenden Effekte bei zu großen Raumwinkeln der Zähler setzt hier die Grenzen. Auch müssen die Zähler und die impulsverarbeitende Elektronik hohe Einzelzählraten verarbeiten können, ohne daß sich die Form der beobachteten Linien wesentlich verschlechtert. Die

Koinzidenzbedingung muß bei dem starken "Untergrund" aus den Fusionsreaktionen mit guter Zeitauflösung festgelegt sein.

Als Teilchendetektoren wurden Ionisationskammern mit axialem Feldverlauf verwendet (Energieverlust ΔE), an deren Ende ein großflächiger Si-Zähler (Restenergie EREST) die Schweren Ionen stoppte (KOP 77, Abb.3). Die Feldgeometrie ermöglicht eine kompakte Bauweise der Zähler, so daß große Raumwinkel erzielt werden können. Typisch war in den Experimenten bei Verwendung eines 9cm^2 -Si-Zählers ($100\text{ }\mu\text{m}$ dick) ein Raumwinkel von 25 msr. Kreisblenden am Eingang der Ionisationskammern definierten den Öffnungswinkel (ca. $\pm 5^\circ$) für die gestreuten Teilchen.

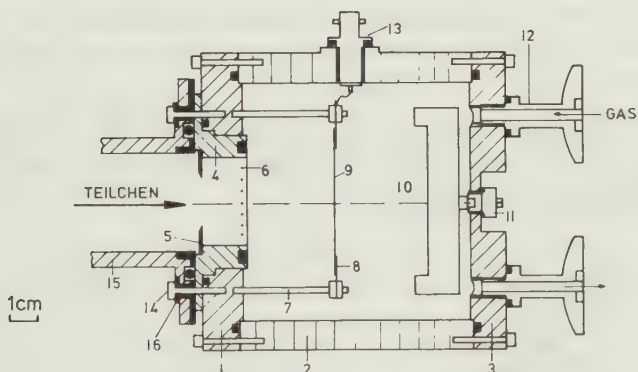


Abb.3: Querschnitt durch die Ionisationskammer

- (1) Vorderer Deckel, (2) zylindrisches Kammergehäuse,
- (3) hinterer Deckel, (4) Fensterträger, (5) Eintrittsblende,
- (6) Fensterfolie mit Stützdrähten, (7) PVC-Stützen für Anode,
- (8) Anodenring, (9) Anodenfolie (Bei den Experimenten stellte sich heraus, daß die Sortentrennung ohne Anodenfolie ebenso gut wie mit der Folie ist.) (10) Si-Zähler,
- (11) Microdot-Vakuumdurchführung, (12) Gasdurchführung,
- (13) Vakuumdurchführung in BNC-Norm, (14) Gewindeschrauben,
- (15) Streukammerflansch, (16) Isolation gegen Streukammer

Die Teleskope zeichnen sich bei den gewählten Einschußbedingungen durch eine sehr gute Trennung der Teilchen mit verschiedener Kernladung aus. Die Sortentrennung $\Delta Z/Z$ betrug 4 % bei $Z=8$ und war begrenzt (Abb.4) durch die elektronische Identifiziereinheit. Die Ionisationskammern konnten mit einem niedrigen Gasdruck von 60 Torr betrieben werden. Alphas und Protonen verlieren unter diesen Bedingungen im Gasraum nur wenig Energie, so daß bei gleichbleibend guter Z -Trennung auch totale Ereignisraten von 20 kHz (gemessen am Si-Zähler) gut verarbeitet werden konnten. Etwa 3 kHz davon waren Schwere Ionen. Ein elektronischer Regler für den Gasdurchfluß hielt den Druck in der Ionisationskammer konstant. Als Zählergas wurde ein Gemisch von 90 % Ar und 10 % Methan verwendet. Die großflächigen Si-Zähler (9 cm^2 , 20 cm^2) lieferten neben dem EREST-Signal auch das Zeitsignal für die Teilchen.

Die kompakte Bauweise der Teleskope und der Streukammern ermöglichte es, gleichzeitig mit bis zu zwei Teilchen- und drei Gammazählern zu messen.

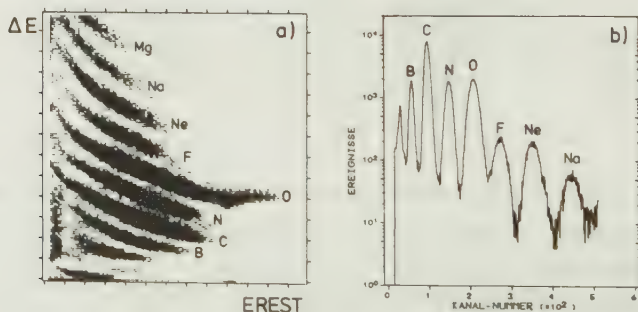


Abb.4: $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, 96.5 MeV, $\varphi_{\text{EJ}} = 35^\circ$

- a) ΔE -EREST-Matrix der Ejektile (Die ΔE - und EREST-Skala haben einen sehr unterschiedlichen Maßstab. Das untere Ende des Sauerstoffastes entspricht $\Delta E=3 \text{ MeV}$, EREST=90 MeV.)
- b) Sortenspektrum dazu, gewonnen mit der elektronischen Identifiziereinheit PID 1000 (vgl. Abschnitt 2.3)

Die Gammas wurden in einem 27x33-cm-NaJ-Spektrometer (TRA 76) und in einer großvolumigen Ge(Li)-Diode nachgewiesen.

Der koaxiale Ge(Li)-Detektor (Firma Getac, Mainz) mit einem aktiven Volumen von 120 cm^3 zeichnete sich durch gute Energieauflösung und hohe Photo-Nachweiswahrscheinlichkeit aus: Die Halbwertsbreite für die ^{60}Co -Linie bei 1.332 MeV war etwa 2.1 keV, die Photo-Nachweiswahrscheinlichkeit betrug ca. 30 % der eines 7.5x7.5cm-NaJ-Kristalls.

Der Detektor war mit einem Vorverstärker des Typs Canberra-2001 ausgerüstet und konnte damit hohe Zählraten von 100 kHz und mehr ohne wesentliche Verschlechterung der Linienform verarbeiten. Dabei ergaben sich am Canberra-2010-Hauptverstärker aber hohe Totzeitverluste (vgl. folgender Abschnitt). Die Zeitauflösung, gemessen gegen einen Plastiksziintillator, betrug etwa 5 ns. Dabei wurden am CFT ("Constant-Fraction Trigger"), der das Zeitsignal lieferte, Signale mit langsamer Anstiegszeit verworfen ("Slow-Risetime Rejection"); die eingestellte elektronische Schwelle entsprach einer Gammaenergie von 100 keV. Um die Zählrate am Kristall zu reduzieren, wurden die nicht interessierenden niederenergetischen Gammas mit einem Absorber (2 mm Pb, 3 mm Cu) abgeschwächt. Dies führte zusammen mit der Slow-Risetime-Rejection am CFT zu einer ungefähr konstanten Nachweiswahrscheinlichkeit für die Photolinien im Energiebereich zwischen 800 und 1500 keV.

Die Energieauflösung des kollimierten, großen NaJ-Kristalls reichte aus, um bei 6.13 MeV (^{16}O , $3^- \rightarrow 0^+$) und 4.44 MeV (^{12}C , $2^+ \rightarrow 0^+$) die Photolinie von der um 511 keV verschobenen Linie ("Single-Escape Peak") deutlich zu trennen, bei der ein Gammaquant aus der Elektron-Positron-Vernichtungsstrahlung aus dem Kristall entweicht. Die Zeitauflösung betrug bei einer Energieschwelle von 300 keV etwa 5 ns. Dieser gute Wert konnte nach Umrüstung des Spektrometers von einem großen Photovervielfacher auf ein System von sechs kleinen Multipliern (ROT 77) erreicht werden. Er ist wichtig bei der Messung der Gammamultiplizität, wenn man die Neutronen aus Reaktionen im Target von den Gammas aufgrund

ihrer längeren Flugzeit unterscheiden will. Da der Kristall in einem ausreichend großen Abstand vom Target (72 cm) aufgestellt war, konnten Gammas und Neutronen auf diese Weise gut getrennt werden. Der große Abstand hat auch den Vorteil, daß die Wahrscheinlichkeit für einen gleichzeitigen Nachweis von zwei Gammas aus einem Reaktionsprozeß ("Summing") sehr klein ($\sim 3\%$) ist, so daß dieser Störeffekt bei der Berechnung der absoluten Stärken der Photolinien im NaJ vernachlässigt werden konnte.

Bei der ebenen Geometrie (Abb.5a) waren die Gamma-zähler in der durch den Teilchenzähler und die Strahlachse definierten Streuebene. Bei der senkrechten Geometrie (Abb.5b) wurde die Streukammer mit dem Teilchenzähler um die Strahlachse um 90° gedreht, und die Gammazähler standen in Richtung der Normalen auf die Streuebene.

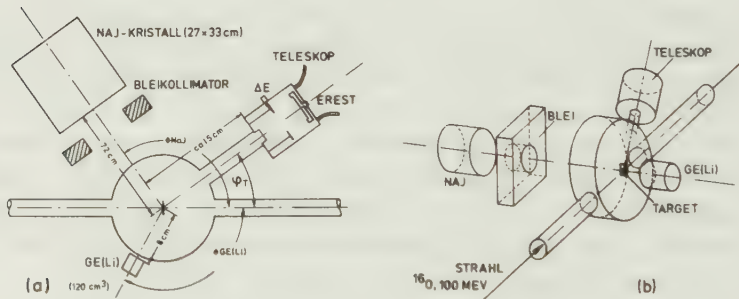


Abb.5: Schemazeichnung der Meßgeometrie

- a) Ebene Geometrie
- b) Senkrechte Geometrie

2.3 Elektronik

Die Signale aus den Vorverstärkern der Detektoren und den Photovervielfachern des NaJ-Spektrometers wurden mit Standard-Elektronikeinschüben verarbeitet (Abb.6). Einige wichtige Details des Elektronikaufbaus, die durch die

spezielle experimentelle Situation bedingt sind, werden im folgenden erläutert:

Wie aus Abb.2a zu ersehen ist, muß man die zahlreichen Koinzidenzen von Gammas und Alphateilchen bzw. Protonen unterdrücken, die aus dem Zerfall der neutronenarmen Fusionsrestkerne stammen, um nicht vorwiegend diese (hier) uninteressanten (p, α)- γ -Ereignisse zu sammeln. Da Alphateilchen und Protonen im Gasvolumen der Teleskope nur wenig Energie verlieren ($\Delta E = 300$ keV für Alphateilchen mit einer kinetischen Energie von 10 MeV), wurden sie durch eine elektronische Schwelle im ΔE -Kreis ("Leading-Edge Trigger") unterdrückt.

Aus den ΔE - und EREST-Signalen wird in einer Identifiziereinheit (PID 1000, ENG 72) ein Signal mit der Impulshöhe U erzeugt,

$$(2.2) \quad U \propto \Delta E \cdot (EREST + k_1 \cdot \Delta E + k_0) \propto A \cdot Z^2$$

welches zur Sorte Z des registrierten Teilchens proportional ist (A : Masse des Teilchens; k_0 , k_1 : Konstanten). Im Spektrum, das die Identifiziereinheit lieferte, war die Trennung der Sorten so gut (Abb.4b), daß bei der Sortierung der Daten auf die rechenintensive und damit zeitraubende Linearisierung der ΔE -EREST-Matrix verzichtet werden konnte.

Zur Normierung der Gammazählraten wurde das Spektrum der freien Teilchen gleichzeitig mit den koinzidenten Ereignissen akkumuliert. Eine Untersetzung der freien Teilchen im Verhältnis 64:1 ergab etwa gleich große Zählraten von ca. 50 Impulsen pro Sekunde für freie Teilchen und Koinzidenzen. Freie Teilchen und Teilchen-Gamma-(Gamma)-Koinzidenzen wurden in die ADCs ("Analog-to-Digital Converter") einer Koinzidenzgruppe gefüttert. Der Typ wurde durch eine Kodiereinheit (DAC) festgelegt, die aus logischen Signalen analoge Impulse erzeugt, deren Höhe diskrete Werte annimmt, die durch die Pegel der anliegenden logischen Signale festgelegt sind.

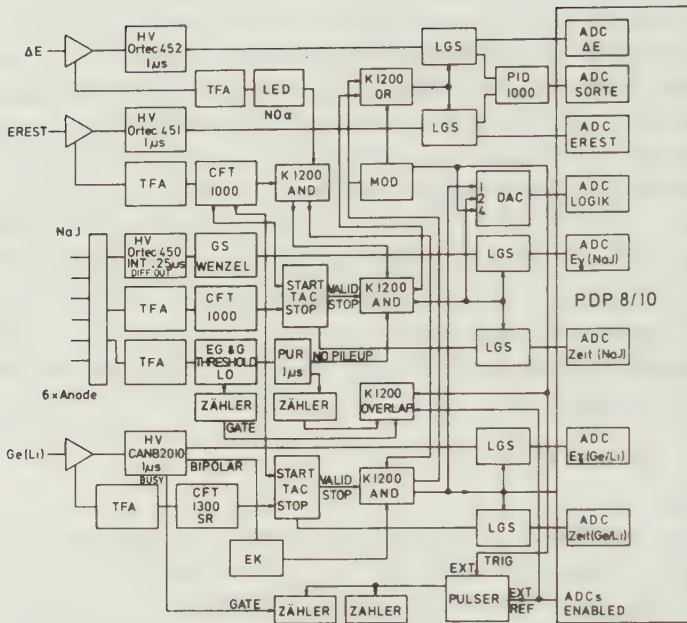


Abb. 6: Blockschaltbild der Elektronik für ein Koinzidenz-experiment mit einem Teleskop, einem Ge(Li)-Detektor und dem NaJ-Spektrometer

Die Geräte:

- ADC = Analog-Digital-Wandler ("Analog-to-Digital Converter")
- CFT = Constant-Fraction Trigger
- DAC = Digital-Analog-Wandler ("Digital-to-Analog Converter")
- EG&G = Diskriminator (totzeitfrei)
- EK = Einkanal diskriminator
- GS = Impulshöhenstabilisator ("Gain Stabilizer")
- HV = Hauptverstärker
- K1200 = Koinzidenzeinheit
- LED = Zeitdiskriminator ("Leading Edge")
- LGS = Lineares Gatter ("Linear Gate and Stretcher")
- MOD = Untersetzter
- PID = Teilchenidentifiziereinheit
- PUR = Pileup-Rejector
- TAC = Zeit-Impulshöhen-Wandler ("Time-to-Amplitude Converter")
- TFA = Schneller Verstärker ("Timing Filter")

Sehr wichtig bei einer Bestimmung der Intensitäten der Gammalinien im Ge(Li)-Spektrum pro Reaktionsprozeß ist die Messung der Totzeit am Canberra-2010-Hauptverstärker. Das System aus Canberra-2001-Vorverstärker und 2010-Hauptverstärker kann zwar hohe Zählraten (~ 50 kHz) ohne wesentliche Verschlechterung der Form der Gammalinien und ohne Verschiebung der Linienschwerpunkte im Spektrum verarbeiten, dies wird jedoch mit beträchtlichen Totzeiten erkauft. Da der Hersteller in der Betriebsanleitung darüber keine Angaben macht, wurden Testmessungen mit Gammaquellen durchgeführt (Abb.7). Wenn ein Signal die am Hauptverstärker eingestellte Schwelle überschreitet, akzeptiert der Verstärker für mehrere Mikrosekunden kein weiteres Signal. Diese Totzeit hängt vor allem von der im Zähler deponierten Gammaenergie und von der am Hauptverstärker eingestellten Impulsformungszeit ab und kann mit Hilfe des "Restorer-Busy"-Ausganges des Verstärkers gemessen werden. Es zeigte sich, daß eine Totzeitkorrektur bei Impulsraten von mehr als 20 kHz unbedingt erforderlich ist.

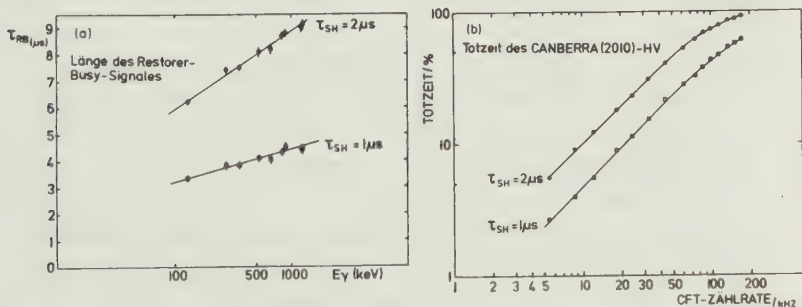


Abb. 7: Totzeit des Canberra-2010-Hauptverstärkers. Die Eingangsimpulse stammen aus einer $120 \text{ cm}^3\text{-Ge(Li)}$ -Diode, die mit einem Canberra-2001-Vorverstärker ausgerüstet ist.

- Totzeit (=Länge des Restorer-Busy-Signales) für ein Ereignis in Abhängigkeit von der im Zähler deponierten Gammaenergie.
- Totzeit in Abhängigkeit von der Eingangszählrate, gemessen mit einem CFT mit etwa gleicher Energieschwelle wie der Hauptverstärker für $1 \mu\text{s}$ und $2 \mu\text{s}$ Impulsformungszeit τ_{SH} am Hauptverstärker. Als Gammaquelle wurde ^{60}Co verwendet. Zur Variation der Zählrate wurde der Abstand der Quelle verändert, wodurch sich auch etwas die mittlere im Kristall deponierte Gammaenergie ändert.

Wählt man für die Impulsformungszeit $1\text{ }\mu\text{s}$ statt $2\text{ }\mu\text{s}$, so verschlechtert sich zwar die Energieauflösung von 2.5 auf etwa 3.5 keV (für $E_{\gamma}=1.332\text{ MeV}$) bei Zählraten von etwa 70 kHz, die Totzeit verringert sich aber von 60 % auf etwa 30 %, d.h., in derselben Meßzeit erhält man fast die doppelte Anzahl von Koinzidenzen. Da die Energieauflösung für die Gammalinien im Experiment durch die Dopplerverbreiterung (Anhang B2) begrenzt war, wurde $1\text{ }\mu\text{s}$ Impulsformungszeit eingestellt. Die Totzeit wurde durch Division der Anzeigen zweier Zähler bestimmt, von denen einer nur Impulse akzeptierte, wenn der Hauptverstärker tot war (Restorer-Busy-Signal als Gate). Als Zählimpulse dienten für beide die Signale aus einem Pulser, der extern durch die Signale der freien Teilchen angetrieben wurde und nur Impulse lieferte, wenn der Rechner die ankommenden Daten akkumulierte (Signal "ADC-ENABLED" als externe Referenz).

Ein anderer Effekt, der sich bei den hohen Einzelzählraten im Ge(Li)-Detektor störend bemerkbar macht, sind die "Durchschlüpfer"-Ereignisse: Wegen der hohen Raten kommt es häufig vor, daß, während der Hauptverstärker ein Einzelereignis verarbeitet, ein zweites Signal kurz (wenige μs) darauf folgt, zu dem auch ein koinzidentes Teilchen registriert wird. Während im Energiekreis das Ge(Li)-Signal verlorenggeht, da der Hauptverstärker tot ist, werden im schnellen Zeitkreis die Signale als gültige Koinzidenzen verarbeitet, und die linearen Gatter werden geöffnet. In diesem Moment kann vom vorhergehenden Puls noch ein Pegel am Gatter anliegen und dieser (zufällige) Wert wird dem Teilchen- und Zeitsignal als koinzidentes Ge(Li)-Signal zugeordnet. Diese Ereignisse sind von "ordentlichen" Koinzidenzen nicht zu unterscheiden und führen zu einem erhöhten Untergrund in den Ge(Li)-Spektren. Mit Hilfe einer Koinzidenzbedingung zwischen den Signalen aus dem Zeitkreis und einem schnellen Einkanal-diskriminator im Energiekreis werden die Durchschlüpfer stark unterdrückt.

Beim NaJ-Spektrometer sind die Schwierigkeiten bei vergleichbar hohen Zählraten kleiner als bei der Ge(Li)-Diode, da man am Hauptverstärker mit einer kürzeren Impulsformungszeit ($0.25 \mu\text{s}$) arbeiten kann. Bei Zählraten über ca. 40 kHz tritt Pileup auf, d.h., es kommt öfters vor, daß der Hauptverstärker zwei dicht aufeinander folgende Impulse aus dem Photovervielfacher wie ein Signal verarbeitet. Dieser Effekt führt zu "Füßen" der Gammalinien zu höheren Energien hin. Mit einem Pileup-Rejector (KOP 74) wird er unterdrückt; die dabei verursachte Totzeit kann gemessen werden. Die Höhe der linearen Signale hielt ein Impulshöhenstabilisator (Firma Wenzel) konstant, der die Verstärkung im linearen Kreis nachregelte. Die Referenzsignale dafür lieferten Leuchtdioden, die mit einer Frequenz von etwa 50 Hz kurze Lichtblitze in den NaJ-Kristall aussandten.

2.4 Eichungen, Datenanalyse

Zur Energieeichung der Gammaspektren wurden Standard-eichquellen verwendet (^{22}Na , ^{60}Co , ^{88}Y , ^{226}Ra , ^{228}Th und ^{152}Eu). Die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit für die Photolinien in den mit dem PDP8/10-Rechnersystem akkumulierten Ge(Li)-Spektren wurde in der Meßgeometrie mit einer Europiumquelle bekannter Aktivität bestimmt. Die Quelle wurde in der Streukammer in der Position des Targets angebracht; ihr Durchmesser entsprach ungefähr der Größe des Strahlflecks auf dem Target. Die Intensität einer Linie, die im Spektrum durch ein Pulssignal erzeugt wurde, das mit bekannter Frequenz in den Testeingang des Vorverstärkers der Ge(Li)-Diode gefüttert wurde, bestimmte die Meßzeit.

Wegen der ungünstigen Feldgeometrie in den Ecken der Frontseite des verwendeten abgeschlossen-koaxialen Ge(Li)-Kristalls (d.h., der p-dotierte Kern durchsetzt den zylindrischen Kristall von der Rückseite her nur teilweise) führen die dort absorbierten oder gestreuten Gammaquanten zu Impulsen mit anomalen, sehr langsam ansteigenden Anstiegsflanken. Da im Zeitkreis die Impulse aus dem

Vorverstärker zunächst in einem schnellen Verstärker differenziert und integriert werden, mit Zeiten (~ 20 ns), die klein gegen die mittlere Anstiegszeit sind (~ 120 ns), entspricht der am CFT eingestellten elektronischen Schwelle keine scharfe Grenze in der Energie der Gammaquanten. Man darf daher bei der Eichung der Nachweiswahrscheinlichkeit im koinzidenten Gammaskpektrum nur solche linearen Signale akzeptieren, für die der CFT auch ein Zeitsignal liefert. Vor allem bei abgeschlossen-koaxialen Ge(Li)-Kristallen sind hier große Fehler möglich, wenn ein konventioneller CFT (z.B. CFT1000) verwendet wird. Mißt man das Zeitspektrum der im Ge(Li) registrierten Gammaquanten relativ zu einer sehr genauen Referenz (Abb.8a), so hat die prompte Zeitverteilung eine Schulter zu größeren Zeitdifferenzen hin (Abb.8c). Diese ist am stärksten bei den niedrigen Energien des Comptonpektrums der ^{60}Co -Quelle (die primären Gammaquanten haben eine Energie von 1.173 MeV und 1.332 MeV), da diese Ereignisse Compton-Streuprozessen im Kristall entsprechen, bei denen das sekundäre Gammaquant in Vorwärtsrichtung läuft. Bei der auf der Achse des Kristalls, nahe der Frontseite angebrachten Quelle tasten diese Ereignisse die Ecken des Kristalls ab, da für die in Richtung der Achse des Kristalls laufenden Quanten die Wahrscheinlichkeit für einen zweiten Streuprozess groß ist.

Die Fehlerquelle liegt nun darin, daß die Ereignisse in der Schulter bei der Eichung, wo man das CFT-Ausgangssignal in Selbstkoinzidenz schaltet, mitgezählt werden. In einem Experiment werden die Schultern nicht erkannt, wenn mit einem engen Zeitfenster von ± 100 ns um die prompte Verteilung gearbeitet wird, vor allem bei einer Koinzidenz zwischen gleichartigen Detektoren. Bei der Analyse der Rohdaten setzt man üblicherweise ein schmales Fenster um die prompte Zeitverteilung (Abb.8b: "+") und subtrahiert davon die "zufälligen" Ereignisse aus einem gleich breiten Bereich des Untergrundes (Abb.8b: "-"). Für Gammalinien niedriger Energie können die auf diese Weise gewonnenen Intensitäten um einen Faktor 2 und mehr falsch sein. Diesen Fehler kann man vermeiden, wenn man den Bereich der promp-

Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Gammaquant und die relative Intensität der Photolinie im NaJ-Spektrometer waren aus Monte-Carlo-Rechnungen bekannt. Verschiedene Programme (GIA 70, BEL 74, GRO 76), die für kleine Kristalle Werte liefern, die gut mit Messungen übereinstimmen, ergeben für das große Münchner NaJ-Spektrometer Photo-Nachweiswahrscheinlichkeiten, die sich relativ um weniger als 10 % unterscheiden. Für die Analyse der vorliegenden Daten wurden für die relative Intensität der Photolinie die Rechnungen von GRO 76 verwendet (Abb.9).

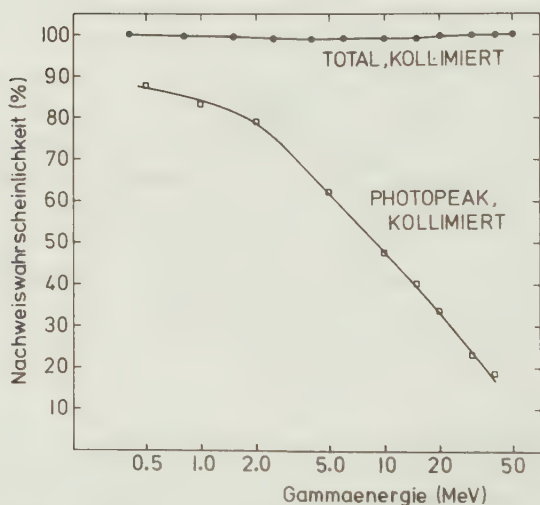


Abb. 9: Innere Nachweiswahrscheinlichkeit für den 27x33-cm-NaJ-Kristall in kollimierter Geometrie. Bei den Experimenten wurde ein Kollimator mit $\pm 7^\circ$ Öffnungswinkel verwendet. Damit beträgt der Raumwinkel 51.5 msr, d.h. 0.41 % der Kugeloberfläche.

Die Zuordnung der Sorten in der ΔE -EREST-Matrix bzw. im Sortenspektrum (Abb.3) ergibt sich wegen der guten Trennung der Ejektile mit verschiedener Kernladungszahl durch Abzählen. Der dem Sauerstoff zugeordnete Ast ist in der ΔE -EREST-Matrix klar zu erkennen (Abb.4a).

Ein wichtiger Parameter, in Abhängigkeit von dem bei Kernreaktionen die Meßgrößen studiert werden, ist der Q-Wert der Reaktion. Nach (4.1) gibt er die Anregungsenergie der primären Fragmente im Ausgangskanal. Bei t_i Reaktionen kann man den Reaktions-Q-Wert mit der Wechselwirkungszeit verknüpfen (SCH 77), so daß er eine "Uhr" für sehr schnelle Prozesse darstellt, die in Zeitintervallen von $\sim 10^{-21}$ s ablaufen.

Beim vorliegenden Experiment wurde die im Si-Zähler deponierte Energie EREST gemessen, die anhand von elastisch gestreuten Projektilen geeicht wurde. Ausgehend von dieser im Si-Zähler gemessenen Energie der Teilchen - die Kernladung Z ist aus dem Sortenspektrum bekannt - wurde mit einem Rechenprogramm der Energieverlust im Gasvolumen, in dem Fenster der Ionisationskammer und im Target berechnet. Für den Energieverlust bzw. die Reichweite der Teilchen wurden Tabellenwerte verwendet (NOR 70). Damit erhält man die Energie des Ejektils unmittelbar nach der Reaktion. Da die Einschußbedingungen und der Streuwinkel gegeben sind, kann man daraus den Reaktions-Q-Wert für die binäre Reaktion (vgl. Kap. 4.1) berechnen. Für alle Größen, d.h., für den Reaktionsort im Target, den Streuwinkel und die Masse des Ejektils, die eine Verteilung besitzen, wurde bei diesen Rechnungen ein mittlerer Wert genommen.

Für die verschiedenen Isotope einer Sorte ist die Q-Wert-Skala bei gleicher Energie EREST unterschiedlich. Die Unterschiede sind aber klein (Tab. 2). Alle Q-Wert-Skalen für eine bestimmte Teilchensorte beziehen sich in der vorliegenden Arbeit auf das häufigste Isotop, dessen Masse aus Experimenten (CO 76) oder Modellrechnungen (Kap. 4.2.1) entnommen wurde.

Zu einer starken Verschmierung der für Reaktionen in der Mitte des Targets mit dem mittleren Streuwinkel berechneten Q-Wert-Skala führen die endliche Targetdicke und die Winkelakzeptanz der Teleskope von $\pm 5^\circ$. Für das System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ bei $E_{\text{LAB}} = 96.5$ MeV und $\varphi_{\text{LAB}} = 35^\circ$ ergibt sich bei

Tabelle 2: $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$: $E_{\text{LAB}} = 96.5 \text{ MeV}$, $\varphi_{\text{EJ}} = 35^\circ$.

Reaktions-Q-Wert für verschiedene Stickstoffisotope bei jeweils gleicher gemessener Energie EREST im Si-Zähler (Targetdicke 3 mg/cm^2 , Fensterfolie $2.5 \text{ }\mu\text{m}$ Hostophan, Gasdruck 85 Torr)

Q-Wert (MeV) für:

EREST (MeV)	^{16}N	^{15}N	^{14}N	^{13}N
30.0	-39.4	-40.0	-40.7	-41.1
54.0	-19.5	-20.0	-20.5	-21.0

einer Targetdicke von 2.8 mg/cm^2 eine "Linienverbreiterung" von 7.3 MeV beim optimalen Q-Wert von -32 MeV. "Linienverbreiterung" soll hier heißen: Wenn bei diesem Q-Wert im Teilchenspektrum eine diskrete Linie existieren würde, so wird diese durch den endlichen Öffnungswinkel und die Targetdicke um 7.3 MeV verbreitert. Oder: Einem bestimmten Reaktions-Q-Wert entspricht ein Intervall von Energien EREST. Man kann sich nun das unter idealen Bedingungen (sehr dünnes Target, nahezu punktförmiger Teilchenzähler mit sehr guter Auflösung) beobachtete Teilchenspektrum aus vielen schmalen Streifen ("Linien") zusammengesetzt denken. Das unter realen Bedingungen gemessene Spektrum ergibt sich daraus durch Falten der gedachten Streifen mit der experimentellen "Linienbreite". Diese hängt auch von der Sorte des Ejektils ab und in geringerem Maße vom Reaktions-Q-Wert (Tab. 3). Die Abhängigkeit der Breite vom Reaktions-Q-Wert wird durch das "Energiestraggling" teilweise kompensiert. Energiestraggling bedeutet, daß ein Teilchenstrahl wohldefinierter Energie nach Durchlaufen einer homogenen Folie eine Energieverteilung besitzt, da die Folge der Einzelprozesse, die zur Abbremsung der Teilchen führt, statistischen Charakter hat. Messungen haben gezeigt, daß die Energieverschmierung ungefähr proportional zum Energieverlust ist (10 - 20 %). Einen kleineren Beitrag zur "Linienverbreiterung" liefert die Energieauflösung des Si-Zählers von etwa 300 bis 400 keV.

Tabelle 3: $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 96.5 \text{ MeV}$, $\psi_{\text{EJ}} = 35^\circ \pm 5^\circ$,
Targetdicke 2.8 mg/cm^2 . Unschärfe der berechneten mittleren Q-Werte für ^{12}C -Ausgangskanal in Abhängigkeit von EREST bzw. vom Reaktions-Q-Wert Q. DE ist der gesamte berechnete Energieverlust im Target, im Fenster und im Gasraum der Ionisationskammer

EREST (MeV)	-Q (MeV)	ΔQ (MeV)	DE (MeV)
25	48.4	5.85	8.06
35	40.6	6.60	7.01
45	32.2	7.29	6.14
55	23.5	7.94	5.44
65	14.5	8.54	4.92

Wegen der Glockenform des Teilchenspektrums ist zu berücksichtigen, daß die "Linienverbreiterung" zu einem systematischen Fehler der berechneten Q-Wert-Skala für das gemessene Teilchenspektrum führt. Der wirkliche mittlere Q-Wert im beobachteten Teilchenspektrum liegt in den abfallenden Flanken näher beim Wert im Maximum als der für ideale Bedingungen berechnete. Für alle im folgenden betrachteten Q-Wert-Intervalle ist diese Korrektur kleiner als 3 MeV.

In neueren Messungen (WIN 77) wurden von den hier verwendeten Tabellenwerten für den Energieverlust der Teilchen (NOR 70) Abweichungen bis zu 20 % gefunden. Da bei den vorliegenden Experimenten die Ejektile den Hauptteil ihrer kinetischen Energie im Si-Zähler (vgl. Tab.3) deponieren, macht sich diese mögliche Ungenauigkeit des berechneten Energieverlustes im Target, in der Fensterfolie und im Gasraum in der gesamten kinetischen Energie nur schwach bemerkbar.

Beim Replay wurde aus den Rohdaten, die im Experiment ereignisweise auf Magnetband geschrieben wurden, auf der

Magnetplatte des Rechners eine Matrix erzeugt. Eine Koordinate war die Gammaenergie bzw. die Energie der freien Teilchen, die zweite war eine logische Koordinate, deren Wert aus der Energie, der Sorte der koinzidenten Teilchen und dem Ereignistyp berechnet wurde. Durch Legen von Schnitten in der logischen Koordinate konnten die gewünschten Gammaspektren zusammen mit den zugehörigen freien Teilchenspektren in wenigen Sekunden erzeugt werden.

3. DIE ENERGIESPEKTREN

3.1 Teilchenspektren

Die Ejektile wurden unter Winkeln von etwa 35° relativ zur Strahlachse beobachtet. Je nach System ist dieser Winkel zwischen 8° und 23° größer als der Streifwinkel (vgl. Tab.1). Der Beobachtungswinkel war ein Kompromiß zwischen der Forderung eines möglichst hohen Wirkungsquerschnitts für die ti Reaktionen und gleichzeitig einer nicht zu starken qe Komponente im Energiespektrum der Ejektile. Bei einem um Größenordnungen dominierenden qe Anteil werden zu viele Ejektile nach Durchlaufen eines der Stützdrähte am Eingangsfenster der Ionisationskammer (vgl. Abb.3) zu scheinbaren ti Ereignissen. Eine einfache Abschätzung zeigt für ^{16}O -Ionen der Energie 100 MeV, daß etwa 0.1 % der Teilchen, die in das Teleskop laufen, in den Stützdrähten des Eintrittsfensters zwar abgebremst, aber nicht vollständig gestoppt werden (KOP 77).

Eine Optimierung des Beobachtungswinkels ist möglich, da der differentielle Wirkungsquerschnitt für qe Reaktionen in den untersuchten Systemen hinter dem Streifwinkel steiler abfällt als für ti Reaktionen (z.B. $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$, $E_{\text{LAB}}=100$ MeV, $Z_{\text{EJ}}=8$, Abnahme des differentiellen Wirkungsquerschnitts pro 30° für zwei verschiedene Bereiche von Reaktions-Q-Werten: $0 > Q > -10$ MeV, um Faktor 1/10; $-40 > Q > -50$ MeV, um Faktor 1/2 (COR 76)). Für das System $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ erkennt man diesen Unterschied qualitativ aus der Abb.10c.

Bei den negativeren Q-Werten erscheint es daher zulässig, den Unterschied im Beobachtungswinkel für die Ejektile in der ebenen Geometrie ($32.5^\circ \pm 5^\circ$ Öffnungswinkel des Teilchenzählers), (vgl. Abb.5) und in der senkrechten ($35^\circ \pm 5^\circ$) bei der Interpretation der Daten zu vernachlässigen.

Aus den Sortenspektren (Abb.4) erkennt man, daß Kohlenstoff, Sauerstoff und Stickstoff die stärksten Ausgangskanäle sind. Im qe Bereich ist dies durch die günstigen optimalen Q-Werte zu erklären, im ti Bereich durch die höhere Niveaudichte für diese Ausgangskanäle (vgl. Kap. 4.2.1).

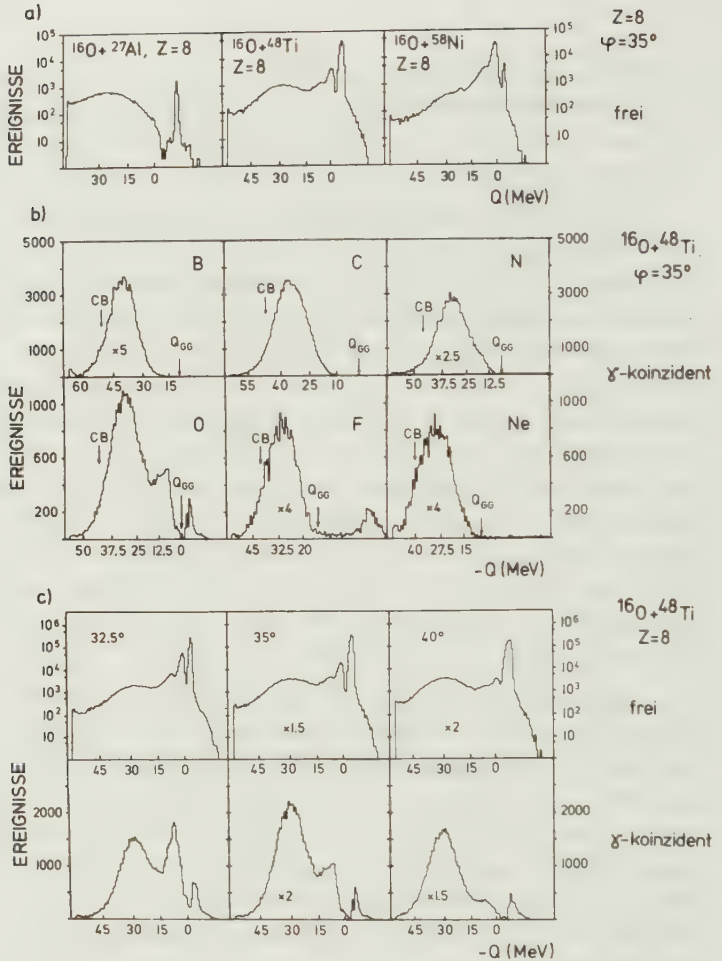


Abb. 10: Teilchenspektrum (EREST) für $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, ^{48}Ti und ^{58}Ni , $E_{\text{LAB}} = 96.5$ MeV. Die Al- und Ni-Targets waren mit einer dünnen Goldschicht bedampft, das Ti-Target enthält eine Verunreinigung von Wolfram.

- a) Freie Spektren für den Z=8-Ausgangskanal unter $\varphi = 35^\circ$.
- b) Gammakoinzidente Spektren verschiedener Sorten für $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$. CB ist der Q-Wert, welcher der Coulombschwelle im Ausgangskanal entspricht, Q_{GG} ist der Grundzustands-Q-Wert.
- c) $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$: Freie (obere Reihe) und gammakoinzidente (untere Reihe) Teilchenspektren für den Sauerstoff-Ausgangskanal unter $\varphi = 32.5^\circ$, 35° und 40° .

In diesem Zusammenhang ist noch zu klären, wie die Begriffe "qe" und "ti" für die Teilchenspektren definiert werden können, da im Spektrum keine zwei disjunkten Verteilungen zu sehen sind (Abb.10), oft sogar nicht einmal eine Andeutung davon. Ein Vergleich der Teilchenspektren im System $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ unter verschiedenen Winkeln legt die Vorstellung von zwei Komponenten im Teilchenspektrum nahe (MGR 76). Messungen der Zirkularpolarisation der Gammastrahlung aus den Reaktionsfragmenten bestätigen direkt diese Zerlegung der Spektren in zwei Bestandteile, die von verschiedenen physikalischen Prozessen stammen (LAU 78). Bei negativen Q-Werten überwiegen in Koinzidenz zu den Teilchen Gammaquanten mit Spin parallel $\hat{k}_i \times \hat{k}_f$, bei positiveren Q-Werten dagegen solche mit Spin antiparallel $\hat{k}_i \times \hat{k}_f$. Im Reibungsmodell bedeutet dies, daß es zwei Arten von Prozessen gibt: Bei den negativsten Q-Werten dominieren Ejektile, deren Bahnen um die Rückseite des Targetkerns geführt haben ("Hintenrum"-Bahnen), bei positiveren Q-Werten dagegen solche, die am Targetkern abgeprallt sind ("Abpraller"-Bahnen).

In den Systemen $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, ^{58}Ni ist im allgemeinen der Abstand der beiden Komponenten kleiner als die Breite der beiden Verteilungen im Energiespektrum. (Für $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ sind die Teilchenzähler bei der gewählten Einschußenergie so weit hinter dem Streifwinkel, daß es keine qe Beiträge mehr gibt (Abb.10a)). Im (Z=8)-Ausgangskanal sind die beiden Komponenten im Spektrum noch gut zu erkennen, für Z=6 sieht man dagegen nur noch eine glockenförmige Verteilung. Dieser Unterschied läßt sich qualitativ mit einfachen Modellen für die optimalen Austrittsenergien bei beiden Prozessen erklären.

Bei ti Reaktionen entspricht die günstigste Austrittsenergie der Coulombenergie zweier sich berührender sphärischer Kerne, vermehrt um die Zentrifugalenergie der Relativbewegung nach der Auflösung des starr rotierenden Doppelkerns (vgl.Kap.5.1). Die qe Reaktionen haben den maximalen Wirkungsquerschnitt, wenn bestimmte kinematische Bedingungen erfüllt sind (BRI 72). Für $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ erhält man aus diesen $Q_{\text{opt}}=0$ für Z=8 und $Q_{\text{opt}}=-21$ MeV für Z=6. Bei den ti Prozessen ist die Differenz der optimalen Q-Werte für beide Sorten wesentlich kleiner ($Q_{\text{opt}}=-28$ MeV für Z=6

und -24.5 MeV für $Z=8$), was qualitativ den Unterschied zwischen den Kohlenstoff- und Sauerstoffspektren erklärt.

3.2 Koinzidente Gammaspektren

Wegen der hohen inneren Photo-Nachweiswahrscheinlichkeit des kollimierten Kristalls (vgl. Abb.9) sehen die beobachteten NaJ-Spektren dem primären Gammaspektrum der Fragmente sehr ähnlich. Bei Energien unter 1.5 MeV erkennt man, nur unvollständig aufgelöst, die Yrast-Übergänge in den Verdampfungsrestkernen aus dem Zerfall der hochangeregten primären Reaktionsprodukte (Abb.11). Zu höheren Energien hin schließt sich ein exponentiell abfallendes Kontinuum an. Damit gleichen die Gammaspektren nach t_1 Reaktionen den bisher bei Fusionsreaktionen beobachteten. Zusätzlich sieht man auf dem exponentiell abfallenden Kontinuum Linien, die von hochenergetischen Gammaübergängen aus den Ejektilen stammen. Die beobachteten starken Ejektilinien sind für alle untersuchten Systeme dieselben.

Bei der Identifikation der Gammalinien aus den Ejektilen ist wegen der hohen Geschwindigkeit die Dopplerverschiebung zu beachten (Anhang B). Die Energieverschiebung für die Restkernlinien ist dagegen wesentlich kleiner, was die Zuordnung der Linien im NaJ-Spektrum zum leichten bzw. schweren Fragment erleichtert. Die Linienintensitäten wurden mit dem Fitprogramm PEP (BRA 72) bestimmt. Vergleiche der relativen Intensität von Photo- und Single-Escape-Linie in den Spektren mit berechneten Linienformen (GIA 70) ergaben gute Übereinstimmung, was die Qualität der Monte-Carlo-Programme zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit von NaJ-Kristallen bestätigt.

Die Yrast-Gammaübergänge in den Restkernen sind in den Ge(Li)-Spektren in Koinzidenz zu einer bestimmten Ejektilsorte sehr gut zu sehen (Abb.12). Für die Titan-Targetkerne ist die Selektivität so ausgeprägt, wie man es bisher nur bei Schwerionen-induzierten Fusionsreaktionen kannte. Es ist

aber zu beachten, daß bei ti Reaktionen eine völlig andere "Geometrie" des Systems vorliegt (Kap.6).

Bei der Messung im System $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ wurden keine ausgeprägten Yrast-Kaskaden bis zu hohen Spins beobachtet, was wohl in der Struktur der Kerne mit (nahezu) abgeschlossenen Schalen in der Gegend von ^{58}Ni begründet ist. Beim ^{27}Al -Target sind die Gammalinien durch den Dopplereffekt stark verschmiert. Wegen der hohen Rückstoßgeschwindigkeit und kurzen Lebensdauern der Restkerne müßte man hier mit dünnen Targets messen. Da dieses System schon ausführlich studiert wurde (VAN 76, YOU 77), waren die Ge(Li)-Daten hier nur ein Nebenprodukt.

Während bei ^{46}Ti noch die α - und p-Verdampfungskanäle überwiegen, dominieren bei ^{48}Ti als Target in allen Ausgangskanälen die Neutronenzerfälle (Abb.12). Da Neutronen wesentlich weniger Drehimpuls wegtragen, und damit den Spin des Restkerns sowie dessen Orientierung vor dem Gammazerfall weniger stark verändern können, bot sich ^{48}Ti als Targetkern an. Für die Kerne in der $f_{7/2}$ -Schale sind die Yrast-Gamma-übergänge bis zu hohen Spins in vielen Kernen gut vermessen, und die spektroskopische Information ist in Konferenzbeiträgen gesammelt (SIG 77, KUT 77). Die Auswertung und Interpretation der Ge(Li)-Spektren stützte sich auf diese spektroskopischen Daten und das Ziel war, aus den beobachteten Gammalinien in Koinzidenz zu gestreuten Ejektile Rückschlüsse auf den Mechanismus der ti Reaktionen zu ziehen.

Intensitäten und Anisotropien beobachteter Gammalinien sind im Anhang D1 tabelliert.

Abb. 11: Koinzidente NaJ-Spektren aus ^{16}O -induzierten Reaktionen an a) ^{27}Al , ^{46}Ti , ^{58}Ni und ^{72}Ge für $Z=6,8$ und b) ^{48}Ti für $Z=5$ bis 10 bei Einschußenergien von etwa 100 MeV. Die Teilchen wurden unter 32.5° beobachtet, das NaJ-Spektrometer befand sich in der Streuebene ($\phi_\gamma=70^\circ$ für ^{27}Al , ^{48}Ti , ^{58}Ni , $\phi_\gamma=35^\circ$ für ^{46}Ti , ^{72}Ge). (T = Linien, die von Reaktionen in der Trägerfolie aus Kohlenstoff stammen im System $^{16}\text{O}+^{72}\text{Ge}$. S.E.= Single-Escape- Linien).

Abb. 12: Ge(Li)-Spektren, gemessen in der Streuebene in Koinzidenz zu Kohlenstoff-Teilchen, für die Systeme $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$, $^{46,48}\text{Ti}$, ^{58}Ni und ^{72}Ge bei Einschußenergien von etwa 100 MeV. Beobachtungswinkel der Teilchen = 32.5° . Typische Meßzeiten für ein Spektrum mit guter Statistik ($^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$) waren etwa 10 Stunden.

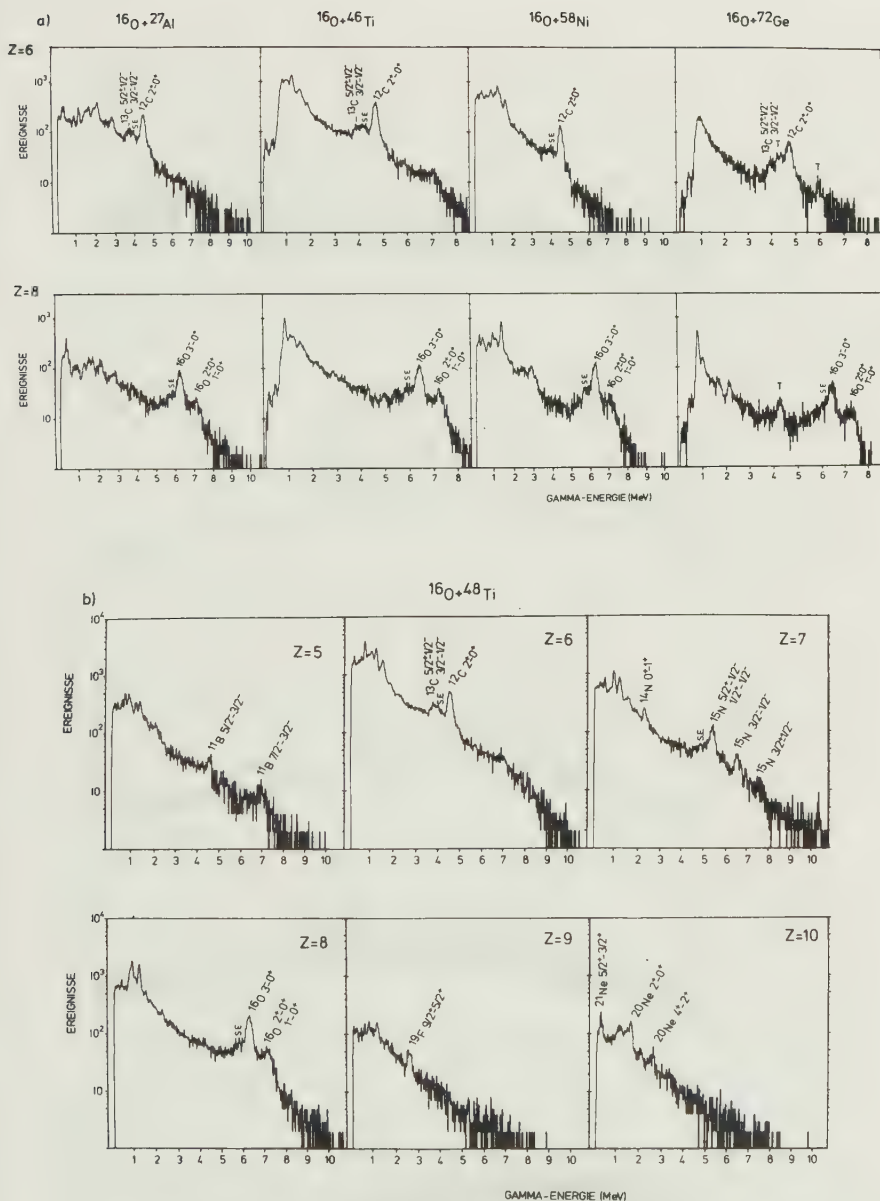


Abb. 11

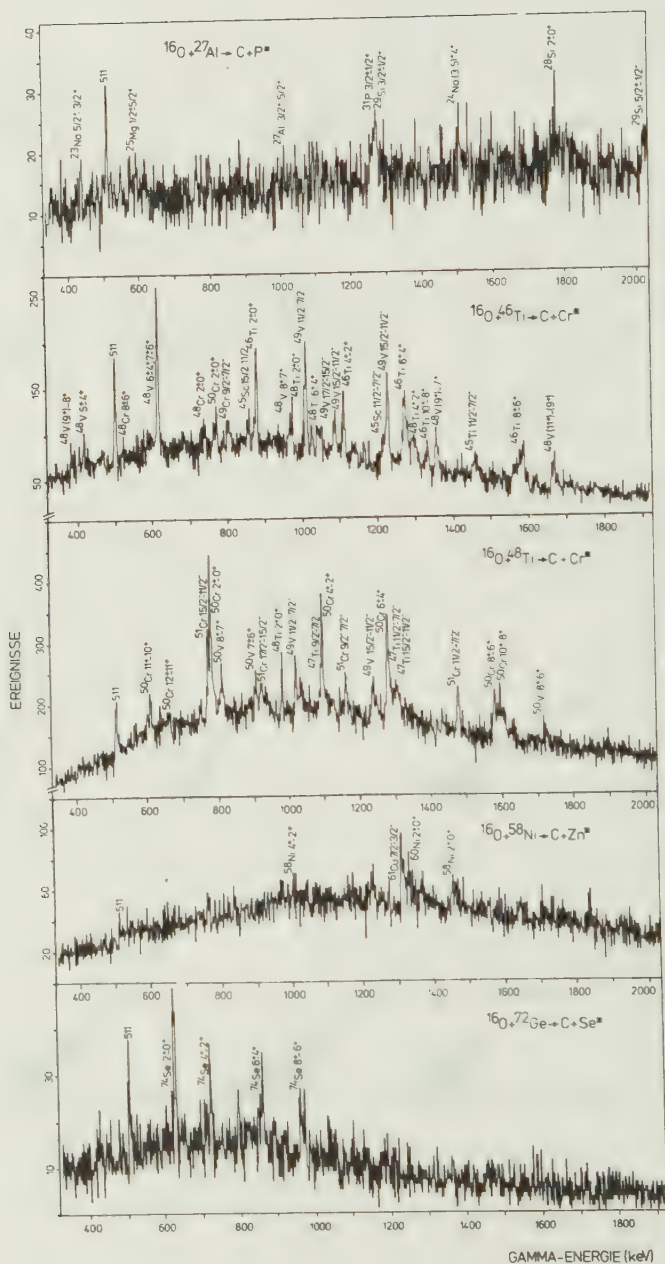


Abb. 12

4. ENERGIEDISSIPATION

4.1 Zweikörpercharakter der ti Reaktionen

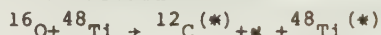
Eine charakteristische Eigenschaft der ti Reaktionen ist die fast vollständige Dissipation der Energie der Relativbewegung über der Coulombschwelle. Dies heißt: Berechnet man aus der mittleren kinetischen Energie der nachgewiesenen Ejektile den Reaktions-Q-Wert für eine Zweikörperreaktion, so ergibt sich eine Austrittsenergie, die nahe bei der Coulombenergie zweier homogen geladener Kugeln liegt, die sich an der Oberfläche berühren.

Nach den ersten Beobachtungen von ti Reaktionen in leichten Systemen wie $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ (WUR 74, ALB 75) wurde deren Existenz als binäre Reaktionen, bei denen wie in schweren Systemen (z.B. Ar+Th) Reibungsprozesse eine wichtige Rolle spielen, von verschiedenen Seiten angezweifelt. Es gab Vermutungen, daß hier Schmutzeffekte beobachtet wurden, und andere dachten an einen Projektilaufbruch (OST 76), der die stark negativen Zweikörper-Q-Werte vortäuschen könnte. Es wurde auch versucht, die Reaktionen mit stark negativen Q-Werten im Rahmen von Q-Matching-Modellen zu erklären. (Einen Vergleich von Q-Matching- und Reibungsmodell bei der Beschreibung von Daten findet man in WIL 75 und BIL 77). Die experimentellen Befunde legten aber nahe, daß die beobachteten Reaktionen mit stark negativen Zweikörper-Q-Werten auch in leichten Systemen ein neuer Reaktionstyp sind, der im Rahmen der bereits existierenden Modelle nicht beschrieben werden kann.

Um den Zweikörpercharakter zu bestätigen, muß man Ejektil und Restkern gleichzeitig vollständig (Z,A) identifizieren. Wegen der kleinen kinetischen Energien der schweren Fragmente (~ 10 MeV, vgl. Abb.B1) ist dies bei den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Systemen nicht möglich. Aus den in Koinzidenz zu den nach Masse und Kernladungszahl identifizierten Ejektilen beobachteten diskreten Gammaübergängen

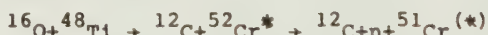
in den schweren Fragmenten kann man diese Frage jedoch klären. Am Beispiel des Kohlenstoff-Ausgangskanals im System $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ wird dies im folgenden gezeigt, da man hier am ehesten einen Aufbruch des leichten Reaktionspartners in $^{12}\text{C}+\alpha$ vermutet. Messungen in ähnlichen Systemen haben gezeigt, daß die im Zähler registrierten Kohlenstoffteilchen vorwiegend ^{12}C -Ionen sind. Dies wird für $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ auch durch die beobachteten diskreten Gammaübergänge in den Ejektilen und die Q_{GG} -Systematik (Kap. 4.2.2) nahegelegt, so daß die experimentell einfachere Identifikation der Teilchen nur nach ihrer Kernladungszahl ausreichend ist. Man muß zwischen folgenden möglichen Prozessen unterscheiden:

1. Dreikörperprozeß (Projektilaufbruch)

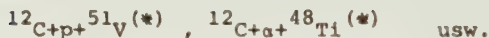


2. Binäre Reaktionen mit sequentieller Abregung

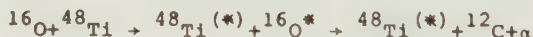
a) Ejektil "kalt":



oder:



b) Ejektil hoch angeregt:



" $\ast$ " bedeutet, daß der Kern hoch angeregt ist,

" $(\ast)$ " heißt, daß er im Grundzustand oder auch in einem angeregten Zustand sein kann.

Im $\text{Ge}(\text{Li})$ -Spektrum (vgl. Abb.12) beobachtet man genau die Yrast-Übergänge in Cr-, V- und Ti-Isotopen, die man qualitativ nach dem Zerfall eines Compoundkerns ^{52}Cr erwartet.

2a) ist also der dominante Prozeß, wenn die beobachteten Gammalinien für die Reaktionsprozesse repräsentativ sind, d.h.,

wenn pro gestreutes Teilchen auch ein Gammaübergang zum Grundzustand eines der Endkerne aus dem Zerfall von ^{52}Cr nachgewiesen wird. Summiert man im (Z=6)-Kanal alle identifizierten Grundzustandsübergänge in den Restkernen auf, so ergibt sich eine Stärke von etwa 0.9 Gammas pro gestreutes Teilchen. Die relative Intensität der Gammalinien ergibt also die Restkernverteilung nach den Reaktionsprozessen, bei denen ein Kohlenstoffteilchen im Zähler nachgewiesen wird.

Um quantitativ zu klären, ob die dissipierte Energie vom Restkern aufgenommen und in einem sequentiellen Zerfall unter statistischen Bedingungen wieder abgegeben wird, wurde der Zerfall des Compoundkerns ^{52}Cr berechnet. Das Programm GROG12K (GRO 67) liefert die Restkernverteilung für einen Compoundkern mit gegebener Anregungsenergie E^* und einer bestimmten Drehimpulsverteilung im Rahmen des statistischen Modells, wobei für die Berechnung der Teilchenabkühlung Standardparameter (Anhang C) aus der Literatur entnommen werden können. Rechenprogramme im Rahmen des statistischen Modells haben sich bei der Beschreibung der Restkernverteilungen bei Fusionsreaktionen bewährt (vgl. PUH 77), was umgekehrt dazu berechtigt, aus einer Übereinstimmung der mit bewährten Parametern berechneten und der gemessenen Restkernverteilung eine starke Evidenz für einen sequentiellen Zerfall der Restkerne nach t_1 Reaktionen abzuleiten.

Die Rechnungen wurden unter der Annahme durchgeführt, daß fast die gesamte Anregungsenergie E^* vom schweren Fragment aufgenommen wird. E^* ergibt sich aus dem aus der Ejektilenergie berechneten Zweikörper-Q-Wert Q und dem Grundzustands-Q-Wert Q_{GG} :

$$(4.1) \quad E^* = -Q + Q_{GG} - \bar{E}^* (^{12}\text{C}) , \quad Q_{GG} = 2.2 \text{ MeV für } ^{48}_{\text{Tl}}(^{16}_{\text{O}}, ^{12}_{\text{C}})^{52}\text{Cr}$$

$$\bar{E}^* (^{12}\text{C}) = 1.5 \text{ MeV (Kap. 4.2.2)}$$

Da der mittlere Fragmentspin und die Form der Drehimpulsverteilung für die t_i Reaktionen unbekannt sind, wurde der Drehimpuls J zunächst als freier Parameter angesehen und für jeweils einen Wert von J die Restkernverteilung berechnet (Abb.13a).

Die experimentelle Restkernverteilung ergibt sich aus der Stärke der beobachteten diskreten Gammaübergänge zum Grundzustand pro Reaktionsprozeß. Für einen bestimmten Endkern X gilt:

$$(4.2) \quad p^{\text{CN-X}} = \sum_i \left\langle \frac{N_{\gamma_{oi}}}{\epsilon_{\gamma_{oi}}^{\text{Ph}} \cdot N_T^{\text{frei}}} \right\rangle$$

- $p^{\text{CN-X}}$: Wahrscheinlichkeit für die Bildung des Restkerns X aus dem Zerfall des Compoundkerns CN
- $\sum_i$: Summe über alle beobachteten Grundzustandsübergänge γ_{oi} im Kern X
- $N_{\gamma_{oi}}$: Intensität der Photolinie im Ge(Li) -Spektrum für den Übergang γ_{oi} (korrigiert auf die Totzeit am Hauptverstärker)
- $\epsilon_{\gamma_{oi}}^{\text{Ph}}$: Absolute Photo-Nachweiswahrscheinlichkeit im Ge(Li) -Detektor für den Übergang γ_{oi}
- N_T^{frei} : Anzahl der gleichzeitig nachgewiesenen freien Teilchen
- $\langle \rangle$: Mittelung über die Winkelverteilung der Gammastrahlung (vgl. Kap. 6).

Zum Vergleich von Theorie und Experiment wurde für die Verteilung des primären Drehimpulses

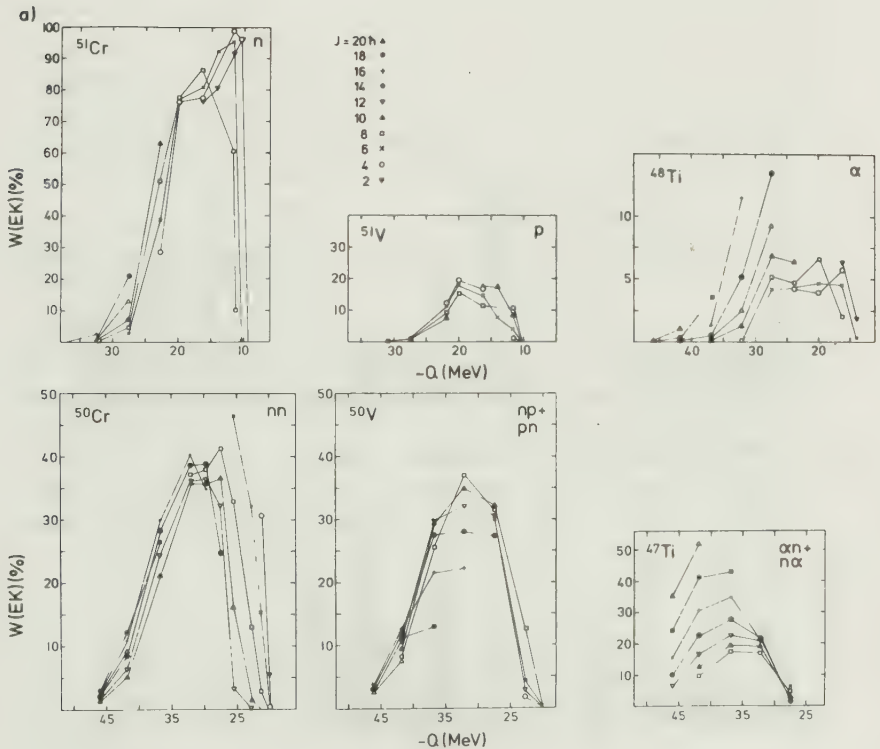
$$(4.3) \quad P(J) = \mathcal{J}_{J, J_0}$$

genommen, wobei J_0 der in Kap.5 bestimmte mittlere primäre Drehimpuls ist. Die Stärke vieler Kanäle (Abb.13a) ist aber für einen weiten Bereich von Q -Werten nur schwach vom Drehimpuls abhängig, so daß es im allgemeinen auf die genaue

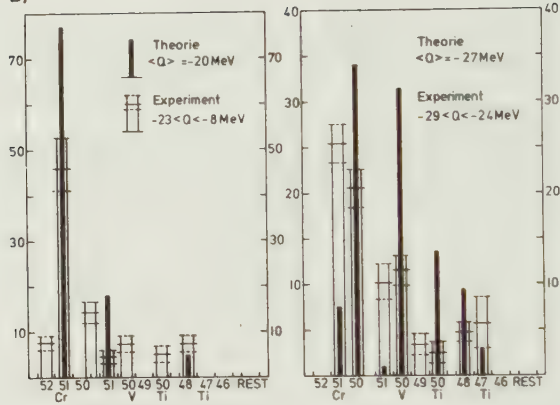
Abb. 13: $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}}=96.5$ MeV, $\varphi_{\text{EJ}}=35^\circ$:

Restkernverteilung im (Z=6)-Ausgangskanal,
Compoundkern ^{52}Cr .

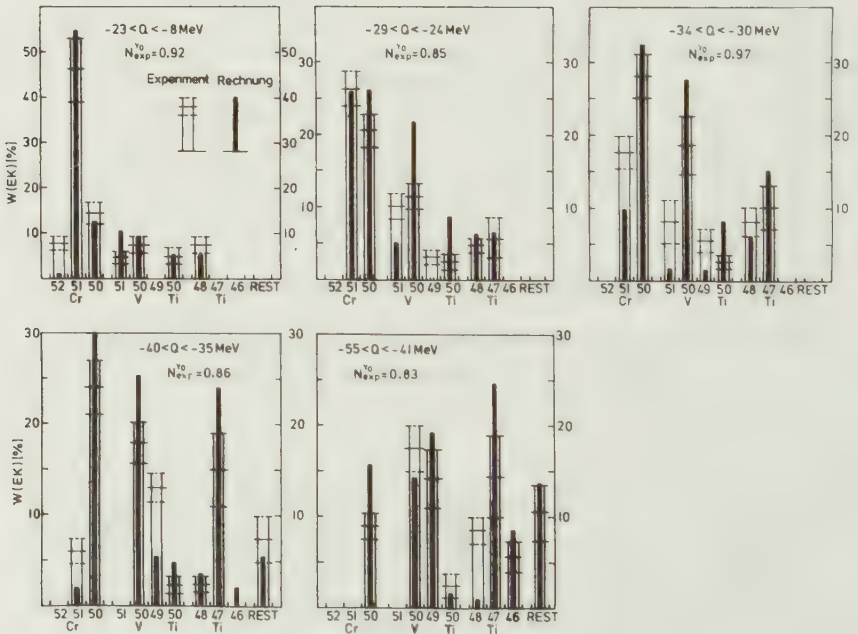
- Mit GROGI2K berechnete relative Intensitäten für einige Verdampfungsrestkerne in Abhängigkeit vom Reaktions-Q-Wert Q_2 (vgl. 4.1). Parameter ist der primäre Spin von ^{52}Cr .
- Direkter Vergleich der gemessenen Restkernverteilung in einem Intervall von Q-Werten und der berechneten Werte für den mittleren Q-Wert desselben Intervalls im freien Teilchenspektrum.
- Vergleich der Rechnungen und der Daten nach Faltung der theoretischen Intensitäten (a) mit der experimentellen Auflösung. N^{exp} ist die mittlere Zahl der pro Reaktionsprozeß γ beobachteten Gammaübergänge zum Grundzustand eines Restkerns. Bei den Rechnungen (b) und (c) wurde für jeden Q-Wert der in Kap. 5 ermittelte mittlere Drehimpuls genommen.



b)



c)



Kenntnis von J nicht kritisch ankommt. (Dies könnte die Beobachtung erklären (DAU 79), daß die Restkernverteilungen, die aus dem Zerfall des primären ^{52}Cr mit der Fusionsreaktion $\alpha + ^{48}\text{Ti}$ bzw. mit der t_i Reaktion $^{48}\text{Ti}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{52}\text{Cr}$ gebildet werden, ungefähr gleich sind, obwohl der mittlere Drehimpuls in beiden Systemen verschieden ist.)

Wenn man Experiment (in einem Intervall von Q-Werten) und Theorie (beim mittleren Q-Wert des Intervalls) direkt miteinander vergleicht (Abb.13b), ist die Übereinstimmung schlecht. Die Ursache dafür ist die Verschmierung der Kinematik im Experiment durch das dicke Target und den großen Öffnungswinkel der Teilchenzähler (Kap. 2.4). Werden diese Effekte berücksichtigt, (und zwar wurde der theoretische Wirkungsquerschnitt an die experimentellen Bedingungen angepaßt), so ergibt sich eine gute Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Restkernverteilung (Abb.13c). Dies zeigt, daß im wesentlichen die bei der Reaktion dissipierte Energie vom primären schweren Fragment aufgenommen wird, und dieses sich in einem sequentiellen Zerfall unter statistischen Bedingungen wieder abregt.

Im System $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ wurde Präequilibriumsemission von Alphateilchen beobachtet (HO 77), doch handelt es sich um einen schwachen Prozeß (ca. 10 % Stärke im Kohlenstoff-Ausgangskanal). Dieses Resultat widerspricht also nicht dem durch die Gammastärke von etwa (90 ± 10) % gegebenen Anteil von Zweikörperreaktionen mit anschließender statistischer Abregung der equilibrierten, hochangeregten Restkerne für $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$. Die Zunahme der Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Alphateilchens bei den negativsten Q-Werten (Abb.13c) könnte ein Hinweis auf solche Prozesse sein.

4.2 Ejektilanregung

4.2.1 Isotopenverteilung

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels war für den ($Z=6$)-Kanal des Systems $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ gezeigt worden, daß die dissipierte Energie der Relativbewegung im wesentlichen vom schweren Fragment aufgenommen wird. Aus dem Vergleich der gemessenen und berechneten Restkernverteilung kann man nicht entscheiden, ob das Ejektil immer im Grundzustand aus der Reaktion hervorgeht, oder ob es auch mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in einem angeregten Zustand emittiert wird. Die Aufteilung der Anregungsenergie auf das leichte und schwere Fragment kann experimentell auch nicht direkt aus dem Nachweis der beiden Teilchen bestimmt werden.

Wenn man eine Equilibrierung im Energiefreiheitsgrad annimmt, ergibt sich eine Aufteilung der Anregungsenergie im Verhältnis der Massen der primären Fragmente. In verschiedenen Experimenten wurde dies für schwere Systeme bestätigt (EYA 78, PLA 78, SCH 78). Für Reaktionen mit leichten Projektilen wie ^{14}N , ^{16}O , ^{22}Ne usw. an schweren Targets werden die über den Reaktions-Q-Wert integrierten Isotopenverteilungen gut durch die " Q_{GG} -Systematik" beschrieben (VOL 78). Diese geht davon aus, daß der leichte Partner bei der Reaktion eine passive Rolle spielt, solange nur Nukleonen an das schwere Fragment abgegeben werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines leichten Fragments (der Sorte Z) mit einer Masse A ist dann proportional zur Niveaudichte ρ_s des dazugehörigen schweren Fragments:

$$(4.4) \quad \sigma \propto \rho_s = \exp (U_f / T)$$

T , die "Temperatur" des Doppelkernsystems, kann als freier Parameter betrachtet werden, da der Doppelkern nicht notwendig das volle statistische Gleichgewicht wie ein Compoundkern erreicht.

Die "thermische" Energie U_f setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen:

$$(4.4a) \quad U_f = U_i + Q_{GG} - \Delta + \Delta E_c + \Delta E_{rot}$$

Q_{GG} ist der Grundzustands-Q-Wert, U_i ist die aus der Relativbewegung dissipierte Energie im Eingangskanal, Δ ist die Paarungsenergie im schweren Fragment.

Die Differenzen in den Coulomb- (ΔE_c) und Zentrifugalenergien (ΔE_{rot}) sind für die verschiedenen Isotope einer Sorte vernachlässigbar klein. Für die Systeme $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$, ^{58}Ni bei 100 MeV Einschußenergie sind Massenverteilungen publiziert (CO 76); die relative Stärke der verschiedenen Isotope wird durch (4.4) gut beschrieben, wenn man für die Temperatur T einen Wert von 2.7 MeV nimmt. Für $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ gibt es keine Daten. Um einen Überblick zu gewinnen, wurde die relative Häufigkeit der verschiedenen Massen für $Z=6, 7$ und 8 berechnet mit $T=2.7$ MeV (Abb.14). Es ergeben sich ähnliche Isotopenverteilungen wie für das System $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$: Der Sauerstoff-Ausgangskanal besteht im wesentlichen aus ^{16}O , für $Z=6$ dominiert ^{12}C und $Z=7$ setzt sich aus je etwa 40 % ^{15}N und ^{14}N zusammen. Dies ist in Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus Kap. 4.1, wo die Restkernverteilung im Kohlenstoff-Ausgangskanal unter der Annahme, daß es nur ^{12}C -Ejektile gibt, gut beschrieben werden konnte. In den NaJ-Spektren (Abb. 11) dominieren in Koinzidenz zu Ejektilen mit bestimmter Kernladungszahl die Gammalinien aus den Isotopen, die nach der Q_{GG} -Systematik den höchsten Wirkungsquerschnitt haben: ^{11}B , ^{12}C , ^{15}N , ^{16}O , ^{19}F und ^{20}Ne .

4.2.2 Die Gammastrahlung aus den Ejektilen

Wenn ein Gamma auf den kollimierten großen NaJ-Kristall trifft, so ist auch bei hohen Gammaenergien von 3 bis 10 MeV die Nachweiswahrscheinlichkeit in der Photolinie größer als 50 % (Abb. 9). Damit kann man hochenergetische diskrete Gammaübergänge aus den Ejektilen (z.B. ^{16}O , $3^- \rightarrow 0^+$, $E_\gamma = 6.13$ MeV) gut nachweisen (Abb.11). Die gemessene Intensität der Linien pro Reaktionsprozeß eines bestimmten Typs gibt Aufschluß über die Besetzungswahrscheinlichkeit angeregter Zustände in den Ejektilen.

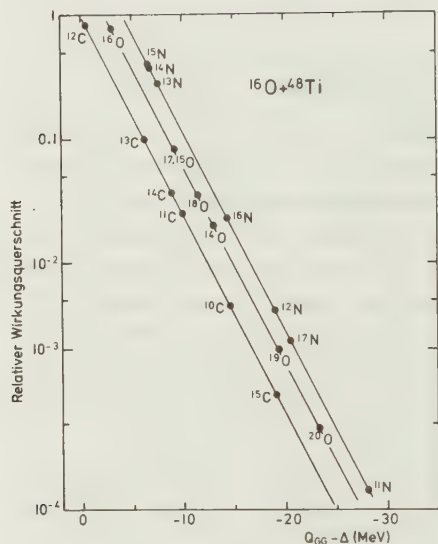


Abb. 14:

Berechnete Isotopenverteilung für $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ nach der Q_{GG} -Systematik mit $T=2.7$ MeV, für den Kohlenstoff-, Stickstoff- und Sauerstoff-Ausgangskanal. Die drei Sorten sind jeweils auf Gesamtwirkungsquerschnitt 1 normiert.

Die gemessenen Intensitäten für den $^{12}\text{C}(2^+-0^+)$ - und $^{16}\text{O}(3^--0^+)$ -Gammaübergang, welche die stärksten beobachteten Linien aus den leichten Fragmenten für den $(Z=6)$ - bzw. $(Z=8)$ -Ausgangskanal sind, zeigen für die Systeme $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$, ^{48}Ti und ^{27}Al qualitativ die gleiche Abhängigkeit vom Reaktions-Q-Wert (Abb. 15). Die Intensitäten I_γ in Abb. 15 sind die gemessenen koinzidenten Gammas $N_\gamma(Q, \Delta Q)$ in der Photolinie für ein Intervall von Reaktions-Q-Werten ΔQ mit mittlerem Q-Wert Q , normiert auf die Anzahl der freien Teilchen der Sorte Z $N_T^{\text{frei}}(Q, \Delta Q)$ in demselben Intervall von Q-Werten:

$$(4.5) \quad I_\gamma(Q, \Delta Q) = \frac{N_\gamma(Q, \Delta Q)}{\epsilon_\gamma \cdot N_T^{\text{frei}}(Q, \Delta Q)} \cdot K_{\text{rel}}(\vartheta_L, \beta)$$

$K_{\text{rel}}(\vartheta_L, \beta)$: Korrekturfaktor für die Umrechnung der im Laborsystem gemessenen Intensitäten der Gammas in das System des emittierenden Kerns (Anhang B2).

ϑ_L : Winkel zwischen Flugrichtung des Gammaemitters und der Emissionsrichtung des Gammas im Laborsystem.

$\beta = v/c$ (v : Geschwindigkeit des Gammaemitters im Laborsystem)
 $\epsilon_{\gamma}^{\text{Ph}}$: Absolute Photo-Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ-Spektrometers für den beobachteten Gammaübergang.

Die Intensität I_{γ} wurde mit dem NaJ-Kristall senkrecht zur Streuebene und in der Streuebene unter $\phi = 70^{\circ}$ und $\phi = -142.5^{\circ}$ gemessen. ϕ ist der Winkel relativ zur Flugrichtung des Ejektils. ϕ ist positiv, wenn der Gammazähler auf derselben Seite des Strahls wie der Teilchenzähler steht, und der Winkel relativ zur Strahlrichtung größer ist als der des Teleskops (vgl. Abb.26). Die gemessenen Intensitäten für die drei Beobachtungsrichtungen reichen nicht aus, um die Anregungswahrscheinlichkeit der Ejektile eindeutig zu bestimmen (vgl. Kap. 6.2.2.1).

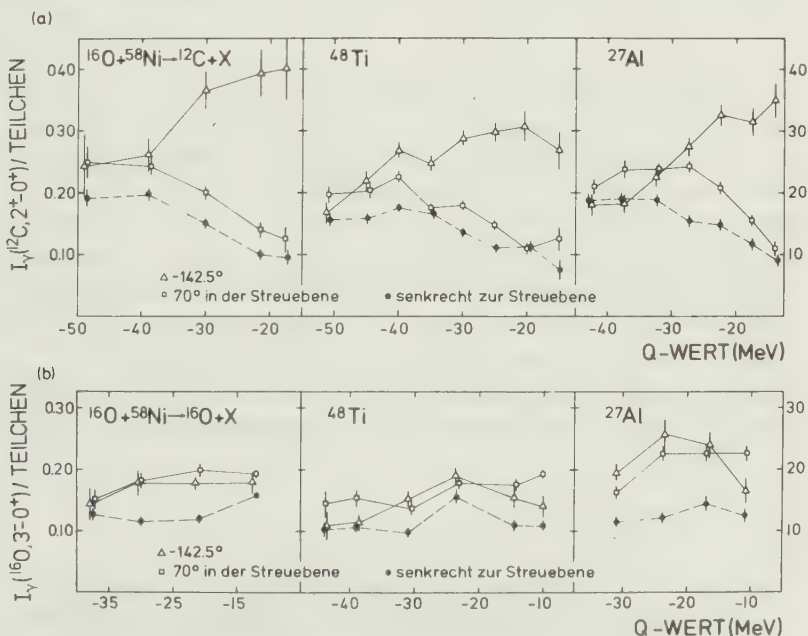


Abb.15: $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, ^{48}Ti , ^{27}Al , $E_{\text{lab}} = 96.5$ MeV, $\phi_{\text{EJ}} = 35^{\circ}$

- a) Intensität des Gammaüberganges $^{12}\text{C}, 2^{-}0^{+}$, 4.44 MeV, pro C-Ejektil für $\phi = 0^{\circ}$ (●) und $\phi = 90^{\circ}$, $\phi_{\gamma} = 70^{\circ}$ (□) bzw. -142.5° (Δ).
- b) Intensität für $^{16}\text{O}, 3^{-}0^{+}$, 6.13 MeV

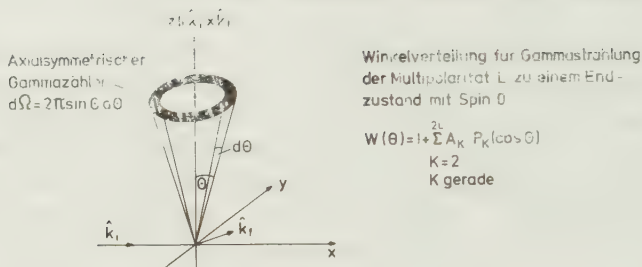


Abb. 16

Im Anhang A2 wird gezeigt, wie man aus der vorliegenden unvollständigen Messung der Gammawinkelverteilung, d.h. aus der beobachteten Intensität $I_Y(0^\circ)$ senkrecht zur Streuebene und der mittleren Intensität aus den beiden Messungen $I_Y'(90^\circ)$ in der Streuebene die Anregungswahrscheinlichkeit für die Zustände in den Ejektilen ungefähr bestimmen kann. Dabei muß vorausgesetzt werden, daß der Mittelwert aus den beiden Messungen in der Ebene einen Wert liefert, der nahe bei der wahren mittleren Intensität liegt. Für einen Detektor mit Zylindersymmetrie bezüglich der gewählten Quantisierungsachse z und mit kleinem Öffnungswinkel $\Delta\theta$ (Abb.16) gilt für die in Koinzidenz zu gestreuten Teilchen nachgewiesenen Gammas $N_Y(\theta)$:

$$(4.6) \quad \frac{N_Y(\theta)/N_T^{\text{frei}}}{\Delta\Omega \cdot f \cdot \Phi h} \cdot K_{\text{rel}}(\mathcal{J}_L, \beta) = e(J) \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot W(\theta)$$

$e(J)$: Anregungswahrscheinlichkeit für den Anfangszustand mit Spin J des beobachteten diskreten Gammaüberganges mit Multipolarität L

N_T^{frei} : Anzahl der gleichzeitig registrierten freien Teilchen

Die experimentellen Größen N_Y , N_T^{frei} werden wie in (4.4) für ein Intervall von Q -Werten und für ein festes Z bestimmt.

f^{Ph} : Wahrscheinlichkeit, daß ein Gamma, das in den Gammazähler mit geometrischem Raumwinkel $\Delta\Omega$ eintritt, als Photoereignis nachgewiesen wird.

$W(\theta)$: Winkelverteilung der Gammastrahlung:

$$(4.7) \quad W(\theta) = 1 + \sum_{K=2}^{K_{\text{MAX}}} A_K \cdot P_K(\cos\theta) \quad , \quad K_{\text{MAX}} = \min\{2L, 2J\}$$

K geradzahlig

$$(4.7a) \quad \Delta\Omega = 2\pi \cdot \sin\theta \cdot \Delta\theta$$

$$(4.7b) \quad \epsilon_Y^{\text{Ph}} = \frac{\Delta\Omega f^{\text{Ph}}}{4\pi}$$

Aus (4.6) ergeben sich für einen Gammaübergang der Multipolarität L zu einem Endzustand mit Spin Null folgende Werte für die Anregungswahrscheinlichkeit $e(J)$ des Anfangszustandes pro Reaktion:

$L = 1$:

$$(4.8) \quad e(1) = \frac{1}{3} \cdot (I_Y(90^\circ) \cdot 2 + I_Y(0^\circ))$$

$L = 2$:

$$(4.8a) \quad e(2) = I_Y(90^\circ) \quad \text{Annahme: } P(0) = \frac{1}{4} \sum_{m \neq 0} P(m)$$

$$(4.8b) \quad e(2) = \frac{4}{5} I_Y(90^\circ) \quad \text{falls } P(0) = 0$$

$P(m)$ ist der Polarisationsparameter für den Subzustand mit magnetischer Quantenzahl m.

$L = 3$:

$$(4.9) \quad e(3) \approx 0.74 \{I_Y(90^\circ) + 0.26 I_Y(0^\circ)\}$$

Bei Dipolstrahlung liefert eine Mittelung über die drei Messungen das exakt richtige Ergebnis (4.8), sofern man aus den zwei Meßpunkten in der Ebene einen guten Wert für die mittlere Intensität für $\theta=90^\circ$ gewinnt. Für Quadrupolstrahlung liegt eine Mittelung der drei gemessenen Intensitäten

zwischen den beiden Grenzfällen (a) einer ungefähr gleichen Besetzung der m-Unterzustände bzw. (b) einer starken Bevorzugung der magnetischen Unterzustände mit hohem $|m|$ (hohes Alignment bzw. hohe Polarisierung). Für gemischte Übergänge oder Übergänge unbekannter Multipolarität wurde daher die Anregungswahrscheinlichkeit des Anfangszustandes durch Mittelung der drei gemessenen Intensitäten bestimmt.

In Kap. 4.2.1 war gezeigt worden, daß man in guter Näherung davon ausgehen kann, daß der ($Z=6$)-Ausgangskanal dominant aus ^{12}C -Ejektilen und der ($Z=8$)-Ausgangskanal dominant aus ^{16}O -Ejektilen besteht. Die gemessenen Anregungswahrscheinlichkeiten für die untersuchten Systeme $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$, ^{48}Ti und ^{58}Ni betragen etwa 25 bzw. 15 % für die Zustände $^{12}\text{C}(2^+, 4.4 \text{ MeV})$ und $^{16}\text{O}(3^-, 6.13 \text{ MeV})$, unabhängig vom Q -Wert der Reaktion (Abb.17a). Da das Energieniveau in ^{12}C bei 4.44 MeV der einzige angeregte Zustand ist, der gegen Teilchenemission stabil ist, gibt die Anregungswahrscheinlichkeit dieses Zustandes die gesamte Anregungswahrscheinlichkeit für die primären ^{12}C -Ejektile an, da in Kap. 4.1 gezeigt wurde, daß die im Zähler nachgewiesenen Ejektile im wesentlichen gleich den primären leichten Fragmenten sind. Für ^{16}O muß man noch aus der Intensität der weiteren beobachteten Gammaübergänge zum Grundzustand (2^+-0^+ , 1^--0^+) die Anregungswahrscheinlichkeiten der jeweiligen Anfangszustände ermitteln und erhält dann die gesamte Anregungswahrscheinlichkeit der ^{16}O -Ejektile (Abb.17b). Bei ^{16}O ist zu beachten, daß der 0^+ -Zustand bei 6 MeV nicht durch Emission elektromagnetischer Strahlung zerfällt, so daß die vorliegenden Messungen nicht sensitiv auf den Beitrag dieses Niveaus zur gesamten Anregungswahrscheinlichkeit für ^{16}O sind.

Die niedrigen Anregungswahrscheinlichkeiten stehen im Widerspruch zu den Resultaten einer anderen Gruppe (VAN 77), die aber in neueren Experimenten im System $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ (YOU 77) zu vergleichbaren Werten wie die vorliegende Arbeit kommt.

Für alle Ausgangskanäle kann man für eine Sorte Z die mittlere Anregungswahrscheinlichkeit der Ejektile durch

Summation der Stärke aller beobachteten Gammaübergänge zum Grundzustand des leichten Fragments bilden. Diese Größe ist unabhängig von der Massenverteilung. Für $Z=6$ und $Z=8$ unterscheidet sich diese mittlere Anregungswahrscheinlichkeit nur wenig von den Werten für ^{12}C und ^{16}O (Abb. 17a,b). Wenn man von den Isotopenverteilungen der Q_{GG} -Systematik ausgeht, bedeutet dies eine ungefähr gleich große Anregungswahrscheinlichkeit von 0.1 bis 0.3 für alle Ejektile, die bei der Reaktion Teilchen an den Targetkern abgeben.

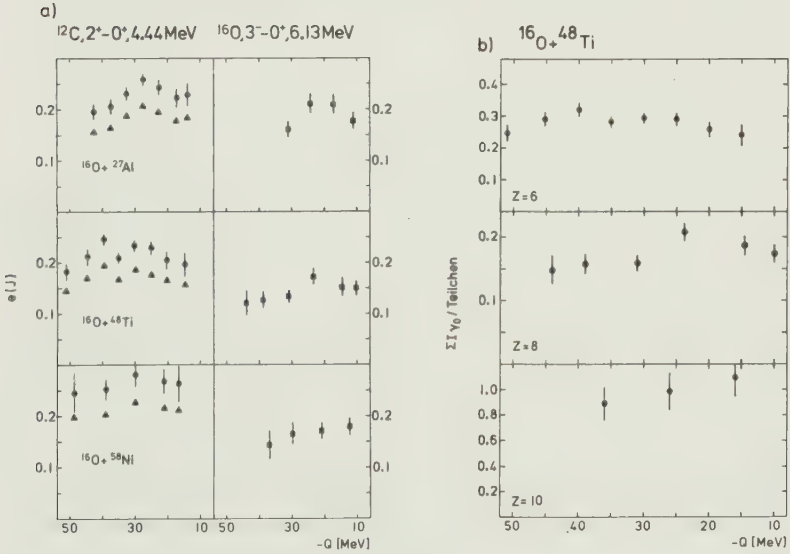


Abb. 17: Anregungswahrscheinlichkeit für tiefliegende Zustände in den Ejektilen nach ^{16}O -induzierten Reaktionen bei 96.5 MeV, $\varphi=35^\circ$.

- a) Vergleich der Stärken für ^{12}C , 2^+-0^+ und ^{16}O , 3^--0^+ für ^{27}Al -, ^{48}Ti - und ^{58}Ni -Target.
(● $e(2)$ nach (4.8a), ▲ nach (4.8b))
- b) $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, Anregungswahrscheinlichkeiten für $Z=6$, 8 und 10.

Die Q_{GG} -Systematik sagt vorher, daß bei der Reaktion $^{16}_O + ^{48}_{Ti} \rightarrow ^{14}_N$ und $^{15}_N$ zu je etwa 40 % im ($Z=7$)-Ausgangskanal produziert werden (Abb.14). Die gemessenen Anregungswahrscheinlichkeiten betragen jeweils etwa 10 bis 15 %.

In Abb. 17b sieht man deutlich, daß die Anregungswahrscheinlichkeiten für die Ejektile sich nur schwach mit dem Reaktions-Q-Wert ändern. Dieses Ergebnis widerspricht den Erwartungen, da zwischen den äußersten Meßpunkten ein Unterschied von etwa 30 MeV in der gesamten dissipierten Energie liegt. Die Konstanz der Anregungswahrscheinlichkeiten für die leichten Fragmente mit dem Q-Wert, d.h. mit der Wechselwirkungszeit (SCH 77), ist verständlich, wenn die Ejektile erst bei der Trennung der beiden Reaktionspartner angeregt werden.

Die niedrigen Werte der Anregungswahrscheinlichkeiten der Ejektile mit $Z \leq 8$, $A \leq 16$ zeigen, daß sich für die untersuchten asymmetrischen, leichten Systeme keine Aufteilung der Anregungsenergie im Verhältnis der Massen einstellt, sondern daß der leichte Partner bei der Reaktion eine passive Rolle spielt, wie dies bei der Q_{GG} -Systematik angenommen wird.

Betrachtet man dagegen den Ne-Ausgangskanal, so gehen hier bei allen Q-Werten die Ejektile in einem angeregten Zustand aus der Reaktion hervor (Abb.17b). Dies erinnert an die ge Einstufenprozesse in ähnlichen Systemen, wo bei "Pickup"-Reaktionen (das Projektil nimmt Nukleonen vom Targetkern auf) das Ejektil im Gegensatz zu "Stripping"-Reaktionen (das Projektil gibt Nukleonen an das Target ab) häufig in einem angeregten Zustand beobachtet wird. Eine Erklärung könnte auch der wesentlich kleinere Abstand der ersten angeregten Zustände vom Grundzustand sein.

Aus der relativen Intensität der Gammaübergänge und damit der Anregungswahrscheinlichkeit verschiedener Zustände in den Ejektileten kann man Spekulationen über den Reaktionsmechanismus anstellen. Auffällig ist z.B. die starke Bevorzugung des 3^- -Zustandes in $^{16}_O$ oder des $9/2^+$ -Zustandes in $^{19}_F$ (vgl. Abb.11). Aus den vorliegenden Daten kann

nicht eindeutig geklärt werden, inwieweit diese Selektivität durch die Struktur der Zustände (z.B. sammeln Yrast-Niveaus die Intensität aus dem Zerfall höherliegender Niveaus mit ähnlichem Spin) und (oder) durch den Reaktionsmechanismus (z.B. könnten bei t_1 Reaktionen wie bei inelastischer Streuung stark kollektive Zustände bevorzugt bevölkert werden; die Reaktion könnte Zustände mit bestimmtem Drehimpuls bevorzugen) bedingt ist.

5. GRÖSSE DER FRAGMENTDREHIMPULSE

5.1 Der starr rotierende Doppelkern

Der Übertrag von Drehimpuls aus der Relativbewegung in Eigenrotation der Fragmente bei t_i Reaktionen umfaßt zwei Aspekte. Für ein gegebenes System sind die t_i Reaktionen auf ein Fenster von Partialwellen (Stoßparameter) im Eingangskanal konzentriert (vgl. Abb.1). Bei der Wechselwirkung der beiden Reaktionspartner wird ein Teil des Drehimpulses der Relativbewegung in Eigenrotation der Fragmente übertragen. Der mittlere Fragmentdrehimpuls ist somit ein wichtiger Test für jedes Modell für den Mechanismus der t_i Reaktionen (WOL 78,79). Qualitativ stellt man sich den zeitlichen Ablauf einer t_i Reaktion etwa folgendermaßen vor (vgl. VOL 78):

Wenn sich die Oberflächen der beiden Reaktionspartner zu berühren beginnen, wird die radiale Relativbewegung sehr schnell ($\sim 3 \cdot 10^{-22}$ s) gestoppt. Die tangentielle Relativbewegung wird durch Reibungsprozesse im Überlappbereich der beiden Kerne abgebremst; es bildet sich (nach etwa 10^{-21} s) ein starres Doppelkernsystem ("Sticking"), das wegen des hohen Bahndrehimpulses im Eingangskanal - ca. 40 bis 50 $\hbar$ in den untersuchten Systemen - schnell rotiert. Die Lebensdauer dieses Komplexes (einige 10^{-21} s) hängt von der Balance zwischen der anziehenden Kernkraft und der abstoßenden Coulomb- und Zentrifugalkraft ab. Vor allem in schweren Systemen kann die Deformation der Fragmente im Ausgangskanal die Wechselwirkungszeit erheblich verlängern.

Unter der einfachen Annahme, daß sich intermediär ein starr rotierender Komplex aus zwei kugelförmigen Kernen bildet, der um den gemeinsamen Schwerpunkt rotiert, kann man den Drehimpuls der Fragmente berechnen:

$$(5.1) \quad L_f = \underbrace{0_{f,L} \cdot \omega + 0_{f,S} \cdot \omega}_{L_f^{int}} + \underbrace{\mu_f r_f^2 \cdot \omega}_{L_f^{rel}} \quad (\text{Satz von Steiner})$$

$$(5.2) \quad L_i^{\text{rel}} = L_f \quad (\text{Drehimpulserhaltung, } L_i^{\text{int}} = 0)$$

$$(5.3) \quad L_f^{\text{int}}/L_1 = \frac{\theta_{f,L} + \theta_{f,s}}{\theta_{f,s} + \theta_{f,L} + \mu_f r_f^2}$$

Aufteilung des Drehimpulses auf die beiden Fragmente:

$$(5.3') \quad \frac{J_s^{\text{int}}}{\theta_{f,s}} = \frac{J_L^{\text{int}}}{\theta_{f,L}}$$

θ : Trägheitsmoment ($\theta = \frac{2}{5} m r^2$, starre Kugeln) .

μ : reduzierte Masse

r_f : Reaktionsabstand im Ausgangskanal

$$(5.4) \quad r_f = 1.225 (A_L^{1/3} + A_s^{1/3}) + 2 \text{ fm}$$

Indizes: i-Eingangskanal, f-Ausgangskanal

int-Eigenrotation, rel-Relativbewegung

s,L - schweres, leichtes Fragment

Geht man davon aus, daß das Drehimpulsfenster für die ti Reaktionen zwischen dem kritischen Bahndrehimpuls l_{kr} und dem Drehimpuls für die streifende Bahn l_{st} liegt, so treten im System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ bei 96.5 MeV die ti Prozesse im Bereich zwischen $l_{kr} = 40.5 \hbar$ (berechnet nach dem Bass-Modell, BAS 74) und $l_{st} = 49 \hbar$ auf. Mit dem mittleren Bahndrehimpuls von $45 \hbar$ kann man nach (5.3) den Spin der Fragmente berechnen (Abb.18). Für jede Sorte Z wurde dabei die Masse des häufigsten Isotops genommen (vgl. Kap. 4.2.1). Das Modell sagt Fragmentdrehimpulse vorher, die mit zunehmender Massenasymmetrie von etwa $11 \hbar$ im Neon- bis zu ca. $19 \hbar$ für den Bor-Ausgangskanal zunehmen.

Wegen des wesentlich kleineren Trägheitsmoments sollten davon die Ejektile nur etwa 1 bis $2 \hbar$ aufnehmen. Aus den niedrigen Anregungswahrscheinlichkeiten für die Ejektile

mit $Z \leq 8$ folgt unmittelbar, daß diese Vorhersage qualitativ richtig ist. Für den Kohlenstoff-Ausgangskanal beträgt der gemessene Wert $0.5 \hbar$ ($= e(2) \cdot 2$), das Modell sagt $1.3 \hbar$ voraus. Die Neonejektile befinden sich zwar in jedem Fall in einem angeregten Zustand (Abb.17b), die Intensität der $(4^+ - 2^+)$ -Gammaübergänge in $^{20,22}\text{Ne}$ ist aber wesentlich geringer als die der $(2^+ - 0^+)$ -Übergänge, so daß der Spin nicht wesentlich über dem Wert von $2 \hbar$ liegt, den das Doppelkernmodell liefert.

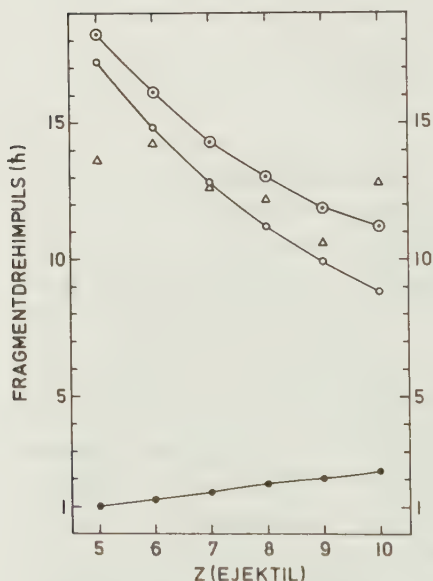


Abb. 18:

Fragmentdrehimpulse für das System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ in Abhängigkeit von der Kernladungszahl des Ejektils.

Runde Symbole: Modell des rotierenden Doppelkerns

- Ejektil
- Restkern
- ⊙ gesamt dissipierter Drehimpuls
- Δ aus der gemessenen Gammamultiplizität bestimmter Gesamtdrehimpuls der Reaktionsprodukte.

(Der statistische Fehler der Meßwerte ist kleiner als die Symbole.)

5.2 Gammamultiplizitäten

5.2.1 Gammamultiplizität und primärer Fragmentspin

Ein Maß für den primären Drehimpuls der Restkerne nach Schwerionenreaktionen ist die Anzahl der Gammaquanten, die im Mittel pro Reaktionsprozeß von den Fragmenten emittiert werden ("Gammamultiplizität"). Grundlage dafür ist (vgl. Abb.19), daß die zunächst fast ausschließlich aus dem hochangeregten Restkern emittierten Teilchen (vorwiegend p, n und α) im Mittel zwar die Anregungsenergie des Restkerns um etwa 10 bis 15 MeV verkleinern, im allgemeinen aber nur wenig Drehimpuls ($\sim 1 \hbar$ pro Teilchen) wegtragen. Die Gammaquanten aus Übergängen entlang der Yrastlinie (GRO 67), die durch die Niveaus mit niedrigster Anregungsenergie bei gegebenem Spin definiert wird, besitzen dagegen typische Energien von 0.5 MeV und tragen im allgemeinen einen Spin von $2 \hbar$ weg.

Zwischen der gemessenen mittleren Gammamultiplizität $\langle M_\gamma \rangle$ und dem mittleren primären Fragmentspin $\langle J_{pr} \rangle$ besteht die Beziehung

$$(5.5) \quad \langle J_{pr} \rangle = f \langle M_\gamma \rangle + \langle J_{Teil} \rangle + \langle J_{GZ} \rangle$$

f : mittlerer Drehimpuls, der von einem Gamma weggetragen wird ($f \approx 1.5$ bis 2)

$\langle J_{Teil} \rangle$: mittlerer durch die abgedampften Teilchen weggetragener Drehimpuls

$\langle J_{GZ} \rangle$: mittlerer Grundzustandsspin der nach der statistischen Teilchenabdompfung bevölkerten Restkerne.

Die Mittelung " $\langle \rangle$ " wird bei gegebener primärer Anregungsenergie gewichtet über die Spinverteilung der primären Fragmente und die möglichen Zerfallswege zu den und in den daraus gebildeten Restkernen ausgeführt. Bei einigen Experimenten (z.B. BER 76) wurden für die unbekannten Größen f ($1.9 \hbar$) und $\langle J_{Teil} \rangle$ plausible Annahmen gemacht ($1 \hbar$ pro Neutron) und damit $\langle J_{pr} \rangle$ berechnet. Wenn $\langle M_\gamma \rangle$ wesentlich größer als eins ist, kann man $\langle J_{GZ} \rangle$ im allgemeinen vernachlässigen.

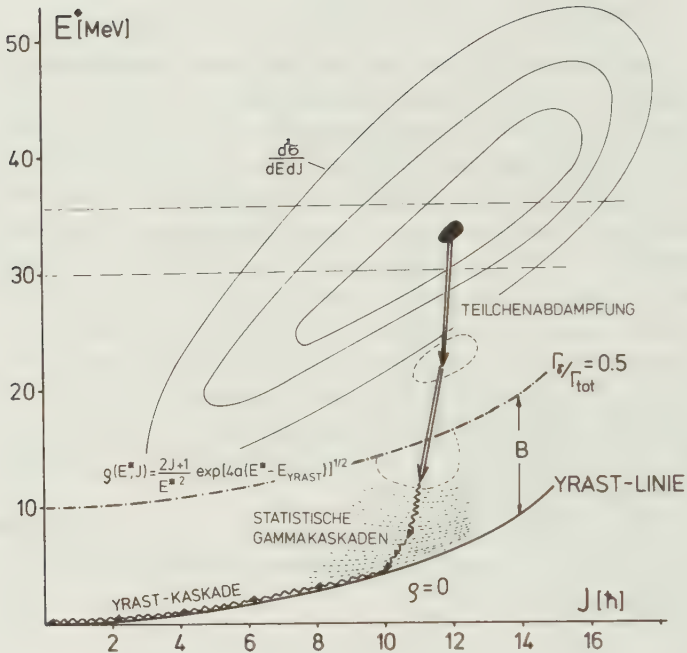


Abb.19: Statistischer Zerfall der schweren Fragmente nach einer t_i Reaktion. (Die Abbildung soll die Bedingungen für das System $^{16}_{48}\text{O} + \text{Ti}$ im $(Z=6)$ -Ausgangskanal möglichst gut wiedergeben).

Im Gegensatz zu einer Fusionsreaktion werden die primären Fragmente nicht nur mit einer Verteilung der Spins, sondern auch mit unterschiedlichen Anregungsenergien bevölkert, was durch die Konturlinien für den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dE dJ}$ angedeutet ist. Durch Setzen eines Fensters im Energiespektrum der Ejektile kann man ein Intervall von Anregungsenergien auswählen (strichpunktiertes Geradenpaar). In der Abbildung wurde vereinfachend dieselbe Bindungsenergie für p , n und α angenommen. Die Yrastlinie sieht nach jeder Teilchenabdampfung anders aus und wird durch diskrete Niveaus definiert. ρ ist die Niveaudichte, die unterhalb der Yrastlinie Null ist und darüber exponentiell zunimmt.

Diese Annahme ist bei den hier untersuchten Systemen nicht gerechtfertigt ($M_Y \sim 4$ bis 5, z.B. $J_{GZ} (^{50}\text{V}) = 6\hbar$). Da nicht bekannt ist, wie gut man unter diesen Annahmen den primären Fragmentspin quantitativ bestimmt, wurde vorgeschlagen, die gemessenen Gammamultiplizitäten aus den Restkernen nach t_i Reaktionen an Fusionsmessungen zu eichen (ALB 75, NAT 78), bei denen derselbe Compoundkern gebildet wird. Die Idee dabei ist, daß man bei einer Fusionsreaktion den mittleren Spin des Compoundkerns aus dem gemessenen Fusionsquerschnitt oder mit einem Modell gut berechnen kann. Mißt man bei verschiedenen Einschußenergien $\langle M_Y \rangle$, so erhält man für diesen Compoundkern Eichpunkte für die Beziehung zwischen primärem Spin $\langle J_{pr} \rangle$, Gammamultiplizität $\langle M_Y \rangle$ und Anregungsenergie E^* :

$$(5.6) \quad \langle J_{pr} \rangle = f (E^* , \langle M_Y \rangle)$$

Bei einer t_i Reaktion ergibt sich E^* aus dem Zweikörper-Q-Wert und $\langle M_Y \rangle$ wird gemessen. Eine lineare Interpolation zwischen den Eichpunkten aus der Fusionsmessung liefert den primären Spin $\langle J_{pr} \rangle$ der Fragmente nach der t_i Reaktion. Damit wird die Bestimmung des primären Fragmentspins aus der gemessenen Gammamultiplizität zu einer besser fundierten Methode. Die folgenden systematischen Fehler können aber die Resultate beeinflussen:

- Die Spinverteilung ist bei t_i Reaktionen nicht notwendig dieselbe wie bei einer Compoundreaktion.
- Präcompoundprozesse können in beiden Fällen verschieden stark sein.
- Bei t_i Reaktionen gibt es zwei im allgemeinen verschiedene Fragmente, für die der Zusammenhang zwischen $\langle J_{pr} \rangle$ und E^* bzw. $\langle M_Y \rangle$ verschieden ist.

Bei hohen Anregungsenergien tritt zuerst bei leichten Systemen der Effekt auf (vgl. NAT 78), daß $\langle M_Y \rangle$ bei zunehmendem $\langle J_{pr} \rangle$ und E^* konstant bleibt oder sogar abnimmt (SLE 76). Die Ursache dafür ist wohl die starke Zunahme der Emission von Alphateilchen, die den Hauptanteil vom Drehimpuls des Compoundkerns wegtragen (vgl. Abb. C1). Falls

die Anregungsenergie so hoch ist, daß der gesamte Drehimpuls durch die Teilchen weggetragen wird, kann die Anzahl der emittierten Gammas keine Auskunft mehr über den primären Spin geben. In diesem Fall sollte die Restkernverteilung den primären Spin widerspiegeln.

5.2.2 Messung der Gammamultiplizität

Während die Umrechnung der gemessenen Gammamultiplizität in den primären Fragmentspin auf einige Schwierigkeiten stößt, sollte die Anzahl der Gammas, die von den Reaktionsprodukten emittiert werden, einfach zu messen sein. Eine genauere Betrachtung zeigt jedoch, daß eine sorgfältige Analyse der Daten erforderlich ist, und es gibt auch hier offene Fragen. Dies wird im folgenden im Hinblick auf die vorliegenden Experimente diskutiert.

Die mittlere Gammamultiplizität $\langle M_Y \rangle$ wurde aus den im großen NaJ-Spektrometer nachgewiesenen koinzidenten Gammas $\bar{N}_{T-\gamma N}$ und den in der gleichen Zeit im Teleskop registrierten freien Teilchen N_T^{frei} bestimmt:

$$(5.7) \quad \langle M_Y \rangle = \frac{\bar{N}_{T-\gamma N}}{N_T^{\text{frei}} \cdot \epsilon_Y} \quad (\epsilon_Y = 4.1 \cdot 10^{-3} \ll 1)$$

Ein wichtiger Vorteil des großen Kristalls in kollimierter Geometrie ist die totale innere Nachweiswahrscheinlichkeit von nahezu 100 % bei allen Gammaenergien (Abb.9). Damit ist eine Entfaltung der Gammapektren (vgl. DEM 77) nicht notwendig, und für die totale Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_Y konnte der geometrische Raumwinkel genommen werden.

Die Absorption von Gammas in der 1 mm dicken Wand der Streukammer aus Edelstahl beträgt bei $E_Y = 500$ keV 8 %. Zur Berechnung der Absorption müßte man das primäre Gammapektrum zugrunde legen. Wegen der hohen Photo-Nachweiswahrscheinlichkeit des Kristalls und der niedrigen Werte der Absorption für alle Gammaenergien wurde die Korrektur am gemessenen Spektrum vorgenommen.

Bei den Messungen war im Zeitkreis eine elektro-

nische Schwelle gesetzt, die einer Gammaenergie von etwa 300 keV entsprach. Dieser Wert stellt einen Kompromiß dar zwischen der Forderung einer guten Zeitauflösung zur Unterscheidung von Neutronen und Gammas aufgrund der unterschiedlichen Flugzeit vom Target zum Kristall und dem Wunsch, möglichst das vollständige Gammaspektrum der Reaktionsprodukte nachzuweisen. Alle Gammas, die im Kristall Comptonstreuung machen und dort weniger als 300 keV Energie deponieren, sowie Gammas aus Übergängen mit kleinerer Energie, werden nicht gezählt. Die Anzahl der verlorenen Comptonereignisse ist kleiner als 1 %, da bei niedrigen Gammaenergien der Photoeffekt klar dominiert. Bei höheren Energien entsprechen niedrigen kinetischen Energien des Comptonelektrons schwache Ablenkungen der Gammas aus ihrer ursprünglichen Flugrichtung, so daß es mit hoher Wahrscheinlichkeit im großen Kristall zu einem zweiten Streuprozess kommt.

Unbekannt ist der Verlauf des statistischen Gammaspektrums zu niedrigen Energien hin. Wegen des Faktors E_Y^{2L+1} (L ist die Multipolarität des Gammaüberganges) in der Übergangswahrscheinlichkeit für einen Gammaübergang, erwartet man eine Abnahme der Intensität des statistischen Gammaspektrums bei niedrigen Gammaenergien, da er die höhere Niveaudichte kompensiert. Extrapoliert man das gemessene Gammaspektrum zu $E_Y=0$, so ergibt sich, daß durch die Schwelle bei 300 keV weniger als 15 % der Gammas verlorengehen.

Nicht nachgewiesen werden alle Gammas, deren Lebensdauern länger als einige Nanosekunden sind. Die Lebensdauern der Gammaübergänge in den untersuchten Systemen liegen im allgemeinen im Bereich von wenigen Pikosekunden (KUT 77).

Aus den gemessenen Intensitäten in und senkrecht zu der Streuebene kann man über die Winkelverteilung mitteln, allerdings nur bis zum A_2 -Term in der Entwicklung nach Legendre-Polynomen (vgl. Formel A1).

Der Korrekturfaktor für die Transformation vom Laborsystem in das System des emittierenden Kerns weicht für die Restkerne wegen der kleinen Rückstoßgeschwindigkeiten

($\approx 1/50$ c) um weniger als 3 % von eins ab (Anhang B1).

Die größten Korrekturen, die durch die Energieschwelle und die anisotrope Emission der Gammas bedingt sind, wirken gegensinnig, wenn man von dem in der Streuebene gemessenen Spektrum ausgeht. Die weiteren Korrekturen führen - bis auf die Raumwinkeltransformation - zu einer Erhöhung der gemessenen Gammamultiplizität, betragen aber nur wenige Prozent.

Eine Abschätzung unter vernünftigen Annahmen für alle besprochenen Effekte zeigt, daß bei den vorliegenden Messungen die korrigierten Werte für $\langle M_Y \rangle$ in guter Näherung (relative Abweichung kleiner als 10 %) gleich der in der Streuebene gemessenen mittleren Anzahl von Gammas sind. Da die im letzten Abschnitt diskutierte Umrechnung von $\langle M_Y \rangle$ in $\langle J_{pr} \rangle$ wesentlich größere systematische Fehler beinhalten kann (grundsätzliche Unsicherheiten, kein Vergleichssystem mit identischem Compoundkern), wird die in der Streuebene gemessene Anzahl von Gammas pro Reaktionsprozeß als Gammamultiplizität genommen.

5.2.3 Diskussion der Daten

Typische Werte für die gemessenen Gammamultiplizitäten sind etwa zwei im System $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$ und etwa vier bis sechs für $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$, ^{58}Ni bei einer Einschußenergie von 96.5 MeV (Anhang D2). Unter gleichen Bedingungen beobachtet man im System $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$ im allgemeinen etwas höhere Werte. Die Daten für die drei Systeme kann man qualitativ verstehen, wenn man davon ausgeht, daß die ti Reaktionen im Fenster zwischen den Fusionsreaktionen und den ge Reaktionen stattfinden und die Restkernspins mit dem Modell des starr rotierenden Doppelkerns berechnet (Tab.4).

Da die Gammamultiplizitäten in den Systemen $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$ (YOU 77) und $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$ (DEM 77) bei ähnlichen Einschußbedingungen schon ausführlich studiert wurden, und die Daten mit den vorliegenden Messungen gut übereinstimmen, wird im folgenden nur das System $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ näher betrachtet.

Tabelle 4 :

$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, ^{48}Ti und ^{58}Ni , $E_{\text{LAB}} = 96.5 \text{ MeV}$

Vergleich der berechneten Restkernspins (Fenster für die t_i Reaktionen zwischen l_{kr} und l_{st} , starr rotierender Doppelkern) mit den aus der gemessenen Gammamultiplizität nach der Formel $\langle J_{\text{pr}} \rangle = 2 \times \langle M_Y \rangle + 2$ abgeleiteten.

Target	$l_{\text{st}}/\hbar$	$l_{\text{kr}}/\hbar$	$\bar{l}_{t_i}/\hbar$	Ejektil	$l_f^{\text{int}}/\hbar$	$2 \times M_Y + 2$
^{27}Al	40	33	37	C	9.5	7.0
				O	8.1	6.6
^{48}Ti	49	40.5	45	C	16.4	13
				O	13.3	12
^{58}Ni	50	41.5	46	C	18.8	15.2
				O	15.3	10.2

Für alle Ausgangskanäle beobachtet man, daß die Gammamultiplizität $\langle M_Y \rangle$ mit negativer werdendem Reaktions-Q-Wert zunimmt (Abb. 20, Anhang D2). Da über viele Restkerne gemittelt wird, sollte sich der im Mittel von einem Gammaquant weggetragene Drehimpuls nur wenig mit dem Reaktions-Q-Wert ändern. Die mittlere Anzahl der emittierten Teilchen wird mit zunehmender Anregungsenergie der primären Fragmente größer, so daß man aus der Zunahme von $\langle M_Y \rangle$ zunächst qualitativ auf eine Zunahme des Fragmentspins schließen kann.

Wenn der Wirkungsquerschnitt für den jeweiligen Ausgangskanal maximal wird, erreicht $\langle M_Y \rangle$ den maximalen Wert und nimmt bei negativeren Q-Werten wieder ab. Für diese Abnahme gibt es verschiedene mögliche Erklärungen:

1. "Schmutzeffekt": Sauerstoff- und Kohlenstoffverunreinigungen befinden sich im Target.

2. Teilchenemission:

- a) Verstärkte Abdampfung geladener Teilchen bei negativen Q -Werten, die den wesentlichen Teil des primären Spins wegtragen.
- b) Durch Aufbruch des Projektils oder Präequilibriums-emission leichter Teilchen wird viel Drehimpuls aus dem System genommen.

3. Primärer Prozeß:

- a) Bei negativeren Q -Werten wird weniger Drehimpuls aus der Relativbewegung in Eigenrotation der Fragmente übertragen. Diese Annahme ist physikalisch nicht sinnvoll.
- b) Auch bei Partialwellen mit kleinem l treten Prozesse auf, die nicht zu einer Verschmelzung von Projektil und Target führen.

Nach diesen Prozessen suchen in letzter Zeit verschiedene Gruppen (NA 78, KUO 79). Da man für die Reaktionsprodukte im Mittel kleinere Drehimpulse und negativere Q -Werte als für die "normalen" l Reaktionen erwartet, könnte die Abnahme von $\langle M_Y \rangle$ bei negativen Q -Werten eine Evidenz für binäre Prozesse bei niedrigen Partialwellen sein.

Um den Einfluß von Targetverunreinigungen abzuschätzen, wurde ein B_2O_3 -Target, das auf einer Kohlenstoff-Trägerfolie angebracht war, mit demselben Strahl wie das Meßtarget beschossen. Dabei wurden Gammamultiplizitäten von etwa 1 beobachtet. Durch den Vergleich der EREST-Spektren aus beiden Messungen ergibt sich für die Messung mit dem ^{48}Ti -Target eine obere Grenze für den Anteil der Ejektile, die an einer Kohlenstoff- oder Sauerstoffverunreinigung gestreut wurden (Abb.20a). Die gestrichelte Linie in Abb.20b zeigt $\langle M_Y \rangle$ in Abhängigkeit von Q , wenn man den maximal möglichen Anteil von leichten Verunreinigungen annimmt und damit die gemessenen Werte korrigiert. Man sieht, daß die starke Abnahme von $\langle M_Y \rangle$ bei stark negativen Q -Werten

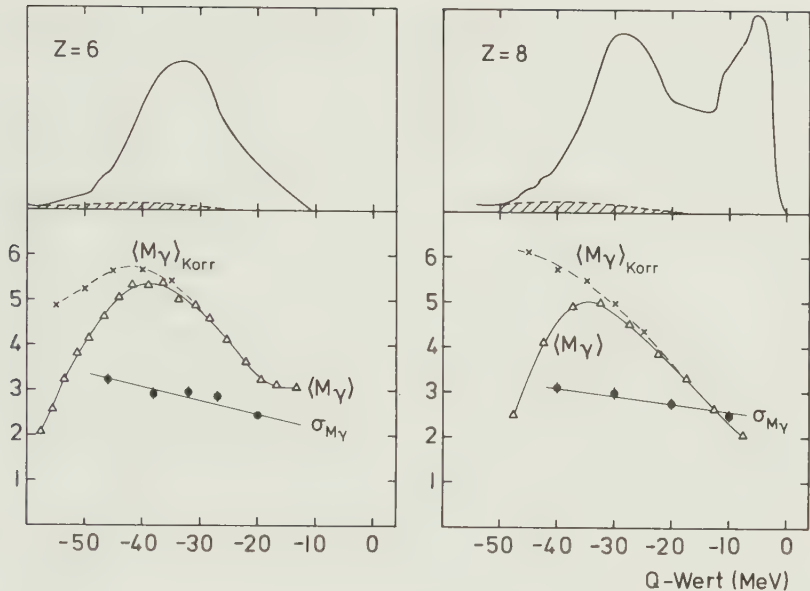


Abb. 20: $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 96.5 \text{ MeV}$, $\psi_{\text{EJ}} = 35^\circ$.

- a) Teilchenspektren für $Z_{\text{EJ}} = 6$ bzw. 8. Der schattierte Bereich entspricht dem maximal möglichen Anteil von Teilchen aus Reaktionen an leichten Targetverunreinigungen.
- b) Mittlere Gammamultiplizität $\langle M_\gamma \rangle$ und deren Varianz σ_{M_γ} in Abhängigkeit vom Q-Wert der Reaktion. $\langle M_\gamma \rangle_{\text{Korr}}$ sind die auf den maximalen Anteil von Reaktionen an Verunreinigungen korrigierten Werte. Die eingezeichneten Kurven sollen das Auge führen.

verschwindet. Im Kohlenstoff-Ausgangskanal bleibt eine schwache Abnahme übrig, die aber durch die zunehmende Abdampfung von Alphateilchen erklärt werden kann, die viel Drehimpuls aus dem angeregten Fragment wegtragen (vgl. Abb.C1). Hier ist anzumerken, daß sogar für primäre Fragmentspins $J=0$ $\langle M_\gamma \rangle$ nicht Null wird, sondern, daß es stets einige statistische Gammaübergänge gibt (etwa zwei in den untersuchten Systemen), so daß die Gammamultiplizität kein sehr sensibler Indikator für einen Anteil von Fragmenten mit kleinem mittleren Drehimpuls ist.

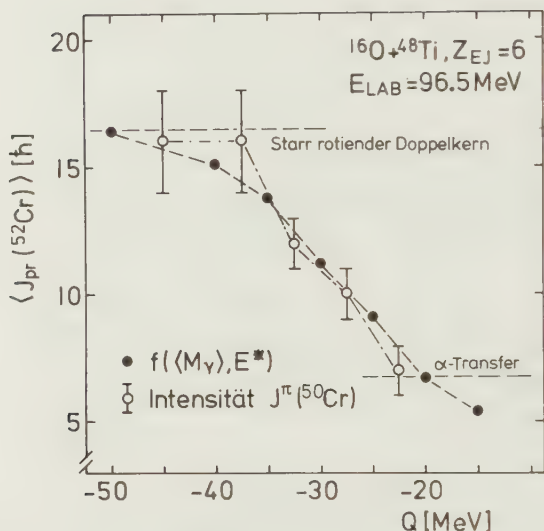


Abb. 21:

$^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$, $E_{LAB}=96.5 \text{ MeV}$,
 $\psi_{EJ}=35^\circ$.

Aus der Gammamultiplizität (Punkte) und der relativen Intensität der diskreten Gammaübergänge in der Yrast-Kaskade von ^{50}Cr (Kreise) berechneter mittlerer Spin der primären schweren Fragmente ^{52}Cr im Kohlenstoff-Ausgangskanal.

Zur Umrechnung der gemessenen $\langle M_Y \rangle$ -Werte in den mittleren primären Spin des Restkerns wurde die in Kap. 5.2.1 diskutierte Methode der Eichung mit einer Fusionsreaktion verwendet. Da für die Restkerne im System $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ keine Messungen der Gammamultiplizität in Fusionsreaktionen vorliegen, wurden diese aus dem noch am besten vergleichbaren System $^{12}\text{C}+^{51}\text{V}$ (MOL 61) genommen. Die damit berechneten mittleren Spins der primären Reaktionsfragmente zeigen in allen Ausgangskanälen dasselbe Verhalten: Mit negativer werdendem Q nimmt $\langle J_{pr} \rangle$ zu, bis etwa zum Maximum des Teilchenspektrums, wo ungefähr der Wert erreicht ist, den das Doppelkernmodell vorhersagt (Abb.21).

Um die Vorhersage des Modells einer starken Z -Abhängigkeit des dissipierten Drehimpulses zu prüfen, wurde für jede Sorte der Wert von $\langle M_Y \rangle$ im Q -Wert-Intervall von 5 bis 15 MeV oberhalb der Coulombschwelle im Ausgangskanal genommen. In diesem Bereich erreichen die Multiplizitäten in allen Ausgangskanälen den maximalen Wert, und je Reaktionen sowie Teilchen, die an leichten Verunreinigungen im Target gestreut wurden, sollten

keine wesentliche Rolle spielen. Die Daten zeigen nicht den ausgeprägten Trend, den das Doppelkernmodell vorhersagt (Abb.18). Während der dissipierte Drehimpuls im Kohlenstoff-, Stickstoff-, Sauerstoff- und Fluor-Ausgangskanal ungefähr dem Modellwert entspricht, liegt der gemessene Wert für den Neon-Ausgangskanal um 20 % über dem Modellwert, der für Bor um etwa 25 % darunter. An dieser Stelle ist man versucht zu sagen, daß man nicht erwarten sollte, daß das einfache klassische Modell die Daten bis ins Detail beschreibt. Man kommt jedoch auch durch eine Phasenraumbetrachtung zur Formel (5.3) für den dissipierten Drehimpuls (WEI 79).

Eine prolate Deformation der schweren Fragmente im Ausgangskanal, auf die im System $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$ die mittleren Austrittsenergien für die verschiedenen Sorten hindeuten, kann den Unterschied nicht quantitativ erklären. Nimmt man beim starr rotierenden Doppelkern für das schwere Fragment die Form eines Rotationsellipsoides an, so ändert sich im System $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ der dissipierte Drehimpuls selbst bei einem Achsenverhältnis von 2 : 1 nur wenig: Im Bor-Ausgangskanal nimmt er um 5 % ab, für Neon nimmt er um etwa 3.5 % zu. Eine Erklärung für die nur geringfügige Zunahme des Fragmentspins zu Ausgangskanälen mit größerer Massenasymmetrie hin könnte, ähnlich wie in schweren Systemen, eine "Drehimpulsfraktionierung" sein (ALE 78), d.h., den schwereren Ejektilen entsprechen im Eingangskanal bevorzugt Partialwellen mit hohem l , leichteren Ejektilen solche mit niedrigem l . Geht man von der allgemein akzeptierten Annahme aus, daß in den hier untersuchten Systemen die t_i Reaktionen im schmalen l -Fenster zwischen l_{kr} und l_{st} lokalisiert sind (vgl. Tab.4), werden die Unterschiede zwischen dem Modellwert und dem Experiment zwar kleiner, eine gute Übereinstimmung ergibt sich aber erst, wenn t_i Prozesse in einem breiteren Bereich von Partialwellen stattfinden (mittlerer Bahndrehimpuls im Eingangskanal für Bor 33 $\hbar$, für Neon etwa streifende Bahn).

Eine Messung der Gammamultiplizität bei einem größeren Teilchenstreuungswinkel könnte Auskunft darüber geben, ob es in

dem ausgewählten Fenster von Q-Werten (5 bis 10 MeV über der Coulombschwelle im Ausgangskanal) beim Beobachtungswinkel von 35° Beiträge von ge Reaktionen gibt, die die Z-Abhängigkeit der Gammamultiplizität beeinflussen. Hier ist zu bedenken, daß mit kleiner werdendem Z des Ejektils der Modellwert für den optimalen Q-Wert für einen Einstufenprozeß (BRI 72) näher an den Wert herankommt, der der Austrittsenergie an der Coulombschwelle entspricht.

5.3 Intensität der Yrast-Gammaübergänge

In Anbetracht der vielen Mittelungsprozesse, der nicht immer exakt durchführbaren Korrekturen und der Probleme bei der Berechnung der Fragmentspins aus der gemessenen Gammamultiplizität ist es wünschenswert, die Drehimpulse der Fragmente auch mit einer anderen Methode zu bestimmen. Aus Fusionsexperimenten, die zu Compoundkernen im Gebiet der seltenen Erden führten, ist bekannt, daß die Intensität der Yrast-Gammaübergänge die primäre Spinverteilung widerspiegelt (HAG 75). Wie bei der Bestimmung des Fragmentspins aus der Gammamultiplizität besteht hier die Möglichkeit, die bei ti Reaktionen gemessenen Daten mit denen bei Fusionsreaktionen zum gleichen Compoundkern zu vergleichen, um den mittleren primären Fragmentspin zu erhalten. Da solche Daten nicht vorliegen, wurde in der vorliegenden Arbeit der Teilchen- und Prä-Yrast-Gammazerfall im Rahmen des statistischen Modells mit dem Programm GROGI2K (GRO 67, Anhang C) berechnet. Die bekannten Yrastzustände in den Restkernen können in das Programm eingegeben werden, das die Bevölkerung dieses Niveaus für eine bestimmte primäre Spinverteilung berechnet.

Die Intensität der Gammaübergänge I_{γ_0} entlang der Yrastlinie pro Reaktion eines bestimmten γ_0 Typs (Z,Q) ergibt sich aus der Intensität N_{γ_0} der in Koinzidenz zu den Teilchen (Z,Q) nachgewiesenen γ_0 Gammalinien im Ge(Li)-Spektrum:

$$(5.8) \quad I_{\gamma_0} = \left\langle \frac{N_{\gamma_0}}{\epsilon_{\gamma_0} \cdot N_T^{\text{frei}}} \right\rangle$$

- $\epsilon_{\gamma_0}^{\text{Ph}}$: Absolute Photo-Nachweiswahrscheinlichkeit des Ge(Li)-Detektors für den Übergang γ_0
- N_T^{frei} : Anzahl der gleichzeitig registrierten freien Teilchen des Typs (Z,Q)
- < > : Mittelung über die Winkelverteilung

Im System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ dominieren im Kohlenstoff-Ausgangskanal, der etwa die Hälfte des Wirkungsquerschnitts für binäre Reaktionen unter 35° einnimmt, über einen weiten Bereich von Reaktions-Q-Werten die Gammalinien des Restkerns ^{50}Cr , der nach Abdampfung von zwei Neutronen aus dem primären Reaktionsprodukt ^{52}Cr entsteht. Es wird, wie bei Schwerionen-induzierten Fusionsreaktionen (KUT 74), die gestreckte Yrast-Kaskade bevölkert, die bis zum Spin $J=12^+$ bekannt ist und über zwei Dipol- und fünf Quadrupolübergänge zum Grundzustand zerfällt. Mit negativer werdendem Reaktions-Q-Wert verschiebt sich die Seitenfütterung in die Yrastlinie zu höheren Drehimpulsen hin (Abb.22). Da man erwartet, daß die Neutronen wenig Spin wegtragen, deutet dies qualitativ auf eine Erhöhung des primären Fragmentspins bei negativer werdendem Q-Wert hin. Rechnungen mit GROG12K ergeben, daß für $Q > -25$ MeV die absolute und für negativere Q-Werte die relative Stärke der Gammaübergänge entlang der Yrastlinie ein sensitives Maß für den primären Fragmentspin ist (vgl. Abb.13a). Die berechneten relativen Intensitäten für jeweils einen bestimmten primären Drehimpuls sind für das Fenster mit dem maximalen Wirkungsquerschnitt in Abb.22 gestrichelt eingezeichnet. In jedem Intervall von Q-Werten erhält man durch Vergleich der Daten und der für verschiedene primäre Drehimpulse berechneten Intensitäten den mittleren Fragmentdrehimpuls, der in Abb.21 für verschiedene Q-Werte zu finden ist. Die Fehlerbalken geben den Bereich der Drehimpulse an, mit denen man die gemessenen Intensitäten gut beschreiben kann. Diese Drehimpulse sind zunächst nur die Drehimpulse aus der primären Verteilung, für die der 2n-Zerfall seine größte Wahrscheinlichkeit besitzt.

Im Kap. 4.1 wurde mit den auf diese Weise bestimmten primären Spins die gesamte Restkernverteilung gut beschrieben.

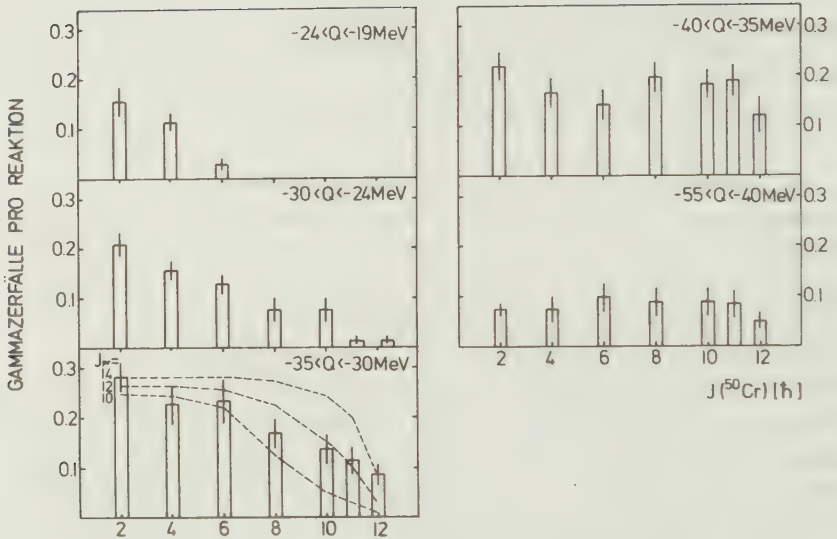


Abb. 22: $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 96.5 \text{ MeV}$, $\psi_{\text{EJ}} = 35^\circ$, $Z_{\text{EJ}} = 6$.
 Intensität der Yrast-Gammaübergänge
 in ^{50}Cr pro Reaktionsprozeß in Abhängigkeit
 vom Spin des Anfangszustandes für verschiedene
 Bereiche ΔQ des Reaktions-Q-Wertes. Die ge-
 strichelten Linien sind die Ergebnisse von
 Modellrechnungen (vgl. Text).

Diese ist jedoch in vielen Kanälen nicht sehr sensitiv auf Variationen des primären Fragmentdrehimpulses von einigen $\hbar$, insbesondere, wenn man die starke Verschmierung der Kinematik durch das dicke Target und den breiten Öffnungswinkel des Teleskops berücksichtigt. Die Rechnungen mit GROGI2K zeigen aber, daß bei einer Drehimpulsverteilung endlicher Breite im Compoundkern ^{52}Cr die Neutronenzerfälle die mittleren Drehimpulse bevorzugen, während die abgedampften Alphateilchen im Mittel aus Zuständen mit höheren, die Protonen aus solchen mit niedrigeren Spins kommen.

Auch eine energetische Betrachtung legt nahe, daß hier eine mögliche Selektivität der Zweineutronen-Zerfälle für bestimmte Spins aus der primären Verteilung erst in zweiter Linie wichtig sein kann: Die Energiedifferenz zwischen den Yrast-Zuständen mit Spin $6 \hbar$ und $12 \hbar$ in ^{52}Cr beträgt etwa 4.5 MeV, während der Unterschied im mittleren Q-Wert zwischen den äußersten Fenstern etwa 20 MeV ist.

Die aus der Intensität der Yrast-Gammaübergänge bestimmten mittleren primären Drehimpulse der ^{52}Cr -Fragmente im Kohlenstoff-Ausgangskanal stimmen gut mit den aus der Gammamultiplizität mit der Eichmethode berechneten überein (Abb.21), so daß die Intensität der diskreten Übergänge entlang der Yrastlinie eine alternative Methode zur Bestimmung des primären Fragmentspins bei t_i Reaktionen zu der bisher ausschließlich angewandten Messung der Gammamultiplizität ist.

Die mittleren Fragmentdrehimpulse nehmen von $7 \hbar$ bei $Q=-20$ MeV zu, bis zu einem Wert von $16 \hbar$ bei $Q=-37$ MeV, was dem Bereich vom kinematisch bei einem streifenden Stoß favorisierten Restkernspin von $7 \hbar$ (BRI 72) bis zu den $16 \hbar$ entspricht, die das Modell des starr rotierenden Doppelkerns vorhersagt. Da die Relaxationszeit für die Dissipation des Drehimpulses aus der Relativbewegung in Eigenrotation der Fragmente groß gegen die Vorbeiflugzeit der beiden Reaktionspartner in einem streifenden Stoß ist, kann man hier aus diesem experimentellen Befund folgern, daß den Prozessen mit negativeren Q-Werten im Mittel längere Wechselwirkungszeiten entsprechen.

5.4 Spinverteilung

Wegen des statistischen Charakters der t_i Reaktionen erwartet man eine Verteilung der Fragmentspins um den mittleren Wert (vgl. WOL 79). Unter der Annahme, daß die Verteilung Gaußsch ist, wird die Breite charakterisiert durch die Varianz

$$(5.9a) \quad \sigma_J^2 = \langle J^2 \rangle - \langle J \rangle^2$$

Die endliche Breite der primären Spinverteilung spiegelt sich in der Varianz der Gammamultiplizität wider:

$$(5.9b) \quad \sigma_{M_Y}^2 = \langle M_Y^2 \rangle - \langle M_Y \rangle^2$$

$\langle M_Y^2 \rangle$ ergibt sich aus den gemessenen Teilchen-Gamma (NaJ)-Gamma (Ge(Li))-Koinzidenzen $N_{T-\gamma_N-\gamma_G}$:

$$(5.9) \quad \langle M_Y (M_Y - 1) \rangle = \frac{N_{T-\gamma_N-\gamma_G}}{N_T^{\text{frei}} \cdot \epsilon_{\gamma_N} \cdot \epsilon_{\gamma_G}} \quad (\epsilon_{\gamma_{N,G}} \ll 1)$$

Die energieabhängige totale Nachweiswahrscheinlichkeit des Ge(Li)-Detektors kann aus (5.9) eliminiert werden ($N_{T-\gamma}$ ist die Zahl der Teilchen-Ge(Li)-Koinzidenzen):

$$(5.10) \quad \sigma_{M_Y}^2 = \langle M_Y \rangle \left(\frac{N_{T-\gamma_N-\gamma_G}}{N_{T-\gamma_G} \epsilon_{\gamma_N}} + 1 - \langle M_Y \rangle \right)$$

Die mit (5.10) aus den Dreifach- und Zweifachkoinzidenzen im System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ bestimmte Varianz der Gammamultiplizität nimmt zu negativeren Q-Werten hin leicht zu (Abb.20). Im Bereich des Maximums in den Teilchenspektren beträgt die Varianz der Multiplizitätsverteilung etwa 52 % (58 %) des Mittelwertes für den Kohlenstoff-(Sauerstoff)-Ausgangskanal.

Für die Umrechnung der Varianz der Gammamultiplizität in die Varianz der primären Spinverteilung gibt es kein allgemein akzeptiertes Verfahren. Der statistische Teilchen- und Gammazerfall führen auch bei einem bestimmten Primärspin zu einer Varianz der Gammamultiplizität.

Benutzt man die empirische Beziehung (DEM 77)

$$(5.11) \quad \sigma_J = 2 \cdot \sigma_{M_Y}$$

so erhält man bei den negativeren Q-Werten ($Q < -35$ MeV,

$Q \leq 30$ MeV) im (Z=6)- bzw. (Z=8)-Ausgangskanal eine Varianz der Spinverteilung von 7.7 und 7.3 $\hbar$ bei einem mittleren Fragmentspin von 15 und 12.5 $\hbar$.

Aus Untersuchungen bei Fusionsreaktionen wurde folgender Zusammenhang abgeleitet (DAY 79):

$$(5.12) \quad \sigma_{M_Y} / \langle M_Y \rangle = \sigma_J / \langle J \rangle$$

Daraus ergibt sich mit den obigen Daten eine Varianz von 7.8 bzw. 7.3 $\hbar$ in guter Übereinstimmung mit den Werten, die mit der Beziehung (5.11) gewonnen wurden.

Der einfache Ansatz, daß der übertragene Drehimpuls sich aus einer ausgerichteten (J_z) und einer isotrop orientierten (J_r) Komponente zusammensetzt (DAY 79, vgl. Kap. 6.2.3, Abb.32a), führt zu einer Vorhersage über die Breite der Spinverteilung, wenn die beiden Komponenten einen festen Wert haben. Dies setzt eine schmale Verteilung der Beträge beider Komponenten voraus, so daß die Breite der Verteilung der Gesamtspins in erster Linie durch die zufällige Orientierung von $\vec{J}_r$ zustande kommt. Die Spinverteilung, die sich hier ergibt, ist nicht Gaußsch, so daß ein direkter Vergleich mit dem oben aus dem Experiment gewonnenen σ_J nicht möglich ist. Berechnet man, wie bei der Varianz der Gaußverteilung, die halbe Breite des Intervalls, das symmetrisch zum Maximum liegt und 68.3 % der Gesamtfläche unter der Verteilungskurve enthält, so ergibt sich mit dem mittleren zufälligen Drehimpuls von 10 $\hbar$ für $Q < 35$ MeV im Kohlenstoff-Ausgangskanal (Abb.32b) eine "Varianz" der Verteilung von etwa 9 $\hbar$, was mit dem oben aus den Daten gewonnenen Wert von ca. 8 $\hbar$ gut übereinstimmt.

6. ORIENTIERUNG DER FRAGMENTDREHIMPULSE

6.1 Das energie-integrierte Gammaspektrum

Der einfallende Teilchenstrahl und der Zähler, in dem die Ejektile nachgewiesen werden, definieren eine Ebene, in der die Impulsvektoren der beiden Reaktionspartner im Ein- und Ausgangskanal liegen. Falls die Drehimpulse der Reaktionsfragmente bei festgehaltener Streuebene bevorzugt in eine bestimmte Richtung zeigen, ist die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte, die von den angeregten Fragmenten emittiert werden, im allgemeinen anisotrop. In Koinzidenzexperimenten wurden gleichzeitig mit den Ejektile Alpha-Teilchen und Protonen (HO 77, WUR 77), Neutronen (EYA 78), Fragmente aus der sequentiellen Spaltung der Restkerne (DYE 77, HAR 79) und Gammaquanten (BER 76, VAN 77, DEM 77, DAY 79) nachgewiesen.

Bei den Teilchen-Winkelkorrelationsmessungen beobachtete man - mit Ausnahme der Neutronenmessung - wie erwartet starke Anisotropien, die auf eine bevorzugte Ausrichtung der Fragmentspins senkrecht zur Streuebene hindeuten. Dagegen fand man für die energie-integrierte Gammastrahlung aus den Fragmenten nur geringe Intensitätsunterschiede von weniger als 30 %. Daraus wurde auf eine starke isotrop orientierte Komponente der Fragmentspins bei t_i Reaktionen geschlossen (WOZ 78, DAY 79), da der Gammazerfall entlang der Yrastlinie in gestreckten Quadrupolübergängen zu einem starken Unterschied der Intensität in der Streuebene und senkrecht dazu führen sollte (vgl. Intensitätsverteilung für $L=2$, $M=2$, Abb.A1). Der statistische Gammazerfall schwächt zwar die Anisotropie der energie-integrierten Gammastrahlung, doch sollten insbesondere bei hohen primären Spins deutliche Intensitätsunterschiede zu beobachten sein, da die gestreckten Zerfälle dominieren. Als Kritik an den Teilchenmessungen wurde vorgebracht, daß die untersuchten Kanäle selektiv hohe primäre Drehimpulse auswählen, also für die Gesamtheit der stattfindenden Prozesse nicht repräsentativ sind, und, daß die Analyse stark modellabhängig ist.

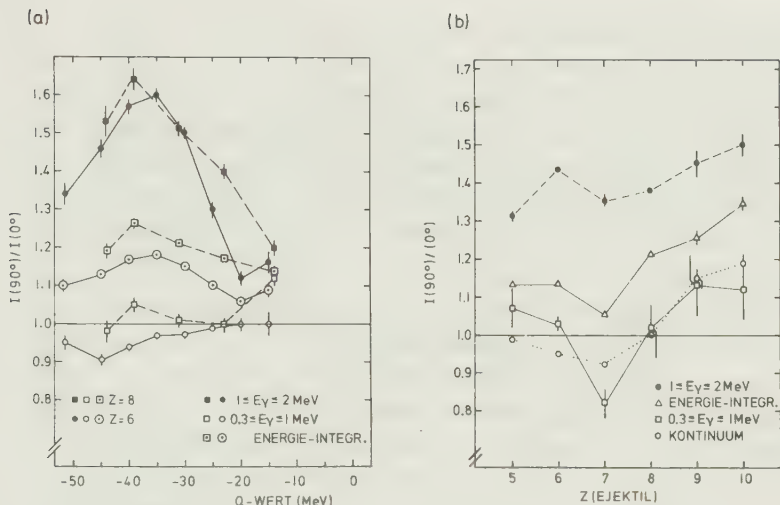


Abb.23: Anisotropie des energie-integrierten Gamma-spektrums im System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 96.5 \text{ MeV}$, Teilchenwinkel 35° .

- a) In Abhängigkeit vom Reaktions-Q-Wert für den Kohlenstoff- und Sauerstoff-Ausgangskanal.
- b) In Abhängigkeit von der Sorte des Ejektils. Die unterschiedlichen Symbole entsprechen verschiedenen Energiebereichen des Gamma-spektrums.

Für das System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ betragen die Anisotropien

$$(6.1) \quad R = I(90^\circ)/I(0^\circ) \quad (I(\theta) \text{ ist die Intensität der Gammastrahlung, beobachtet unter einem Winkel } \theta \text{ relativ zur Quantisierungsachse})$$

der energie-integrierten Gammastrahlung maximal 30 % und ändern sich weder mit der Sorte des Ejektils noch mit dem Reaktions-Q-Wert stark (Abb.23). Dieser experimentelle Befund kann verschiedene Ursachen haben:

- Falls die Fragmentspins nicht vollständig parallel zur Streunormalen ausgerichtet sind, gibt es bei Quadrupol-übergängen Beimischungen von ($M=1$)-Zerfällen (vgl. Abb. A1).

- Beim Prä-Yrast-Gammazerfall erwartet man einen starken Anteil von Dipolstrahlung mit $L=1$, $M=1$.
- Zusätzlich kann die Anisotropie abgeschwächt werden durch nicht gestreckte Gammaübergänge ($L < J_1 - J_f$), die vor allem beim statistischen Zerfall vorkommen sollten. Gammaübergänge gemischter Multipolarität können Anisotropien besitzen, die kleiner als die eines ($L=1$, $M=1$)-Dipolübergangs sind (Abb. A2).

Ein Schlüssel zum Verständnis der schwachen Anisotropie der energie-integrierten Gammastrahlung ist ein Vergleich der in der Streuebene und senkrecht dazu mit dem NaJ-Spektrometer gemessenen Gammaspektren. Aus der Differenz der normierten Gammaspektren im Kohlenstoff-Ausgangskanal (Abb.24) erkennt man, daß die Intensitäten im Bereich der statistischen Gammaübergänge ($E_\gamma \gtrsim 2$ MeV) nahezu gleich sind, wenn man von den diskreten Linien aus den Ejektilen absieht. Bei kleineren Energien, wo die Yrast-Übergänge aus den schweren Fragmenten liegen, beobachtet man dagegen starke Anisotropien. Zwischen 1 und 2 MeV dominieren gestreckte E2-Übergänge. Deren größere Intensität in der Streuebene wird teilweise kompensiert durch "dipolartige" Gammaübergänge ($M1$, E2-M1-Mischung mit $\Delta J=+1$, $J \gtrsim 0.2$, vgl. Abb.A2) unterhalb von 1 MeV.

Ähnliche Ergebnisse findet man auch für die anderen Ausgangskanäle (Abb.23) und die Systeme $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, ^{58}Ni , wobei die Balance zwischen quadrupol- ($I(90^\circ) > I(0^\circ)$) und dipolartigen ($I(90^\circ) < I(0^\circ)$) Gammaübergängen sich je nach System und Ausgangskanal leicht verändert.

Eine Interpretation der Anisotropie des energie-integrierten Gammaspektrums als ein Maß für die mittlere Ausrichtung der primären Fragmentspins ist für die untersuchten Systeme also nicht sinnvoll. Es wäre hier von Interesse, die Gammaspektren im ähnlichen System $^{20}\text{Ne} + ^{63}\text{Cu}$, das bei der höheren Energie von 168 MeV untersucht wurde (DAY 79), ebenso detailliert zu betrachten. Aus der schwachen Anisotropie der energie-integrierten Gammastrahlung

wurde dort auf eine starke isotrop orientierte Komponente des primären Fragmentspins geschlossen. Bei der Analyse der Daten wurde jedoch z.B. die Möglichkeit von gemischten Übergängen in der Yrastlinie nicht berücksichtigt, deren Anisotropie wesentlich kleiner als die von Dipolübergängen sein kann (Abb. A2).

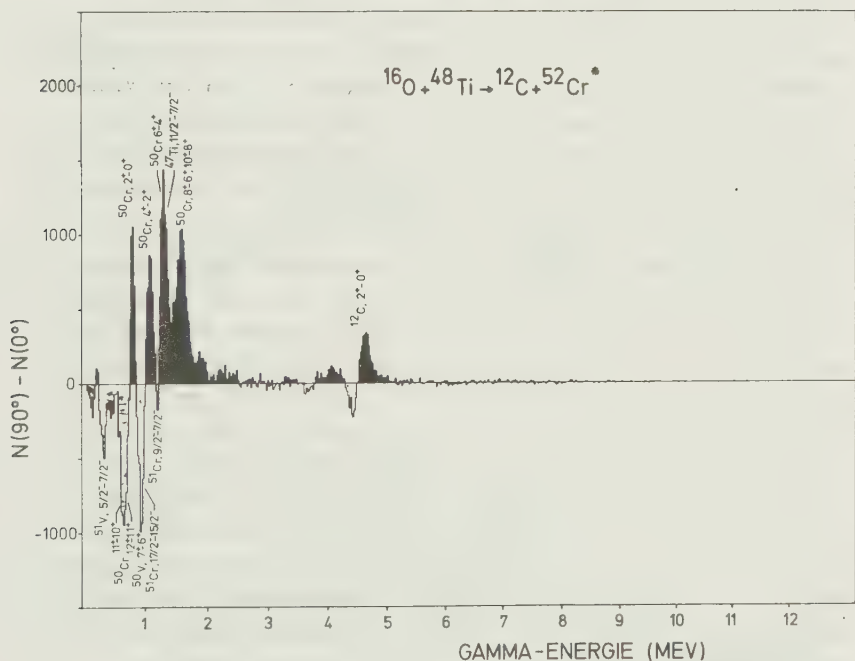


Abb. 24: Differenz der normierten Gammaspektren, gemessen im Kohlenstoff-Ausgangskanal für das System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 96.5 \text{ MeV}$, $\varphi_{\text{EJ}} = 35^\circ$, in der Streuebene und senkrecht dazu. Da der Detektor in der Ebene nicht senkrecht zur Flugrichtung des Ejektils stand, sind die Energien der Gammalinien aus dem leichten Fragment Doppler-verschoben. Für die schweren Fragmente ist dieser Effekt vernachlässigbar klein (Anhang B).

6.2 Winkelverteilung diskreter Gammaübergänge

6.2.1 Anisotropie

Da die Anisotropie der energie-integrierten Gammastrahlung aus den Reaktionsfragmenten stark abgeschwächt wird durch die unterschiedliche Winkelverteilung diskreter Übergänge verschiedener Multipolaritäten, liegt es nahe, die Anisotropie dieser Linien näher zu betrachten (vgl. Abb.24). In Abb.25 ist der Energiebereich des Gammaspektrums zu sehen, in dem die diskreten Übergänge entlang der Yrastlinie liegen, hier mit wesentlich besserer Energieauflösung mit dem Ge(Li)-Detektor beobachtet. Bei der Aufnahme des unteren Spektrums stand der Gammazähler in der Streuebene, beim oberen senkrecht dazu.

Messungen in diesen beiden Geometrien werden nahegelegt durch das einfache Bild, daß der dissipierte Drehimpuls durch tangentielle Reibung der Oberflächen der beiden Reaktionspartner übertragen wird, die schließlich zu dem starr rotierenden Doppelkern führt. Je nachdem, ob das Ejektil zu einem positiven oder negativen Winkel gestreut wird, sollten die beiden Fragmentspins antiparallel oder parallel zur Streunormalen $\hat{k}_i \times \hat{k}_f$ polarisiert sein (vgl. WIL 73). Diese Polarisation müßte sich in einer starken Anisotropie der Winkelverteilung für die gestreckten Dipol-, gemischten und Quadrupolübergänge widerspiegeln (Abb.A2). Maximal ist in jedem Fall der Unterschied zwischen den Intensitäten in der Streuebene und senkrecht dazu.

Ein Vergleich der beiden Spektren in Abb.25 führt qualitativ zu dem erwarteten Ergebnis: Die gestreckten Quadrupolübergänge dominieren in der Streuebene, während senkrecht dazu M1- und gemischte Übergänge ($\Delta J=1$, $J^\pi=0.2$, vgl. Abb. A2) eine größere Intensität besitzen. Als quantitatives Maß für die Anisotropie der Gammastrahlung aus einem diskreten Übergang wird im folgenden das Verhältnis R der Intensitäten in der Streuebene $I(90^\circ)$ und senkrecht dazu $I(0^\circ)$ verwendet (vgl. (6.1)). Auf den Beobachtungs-

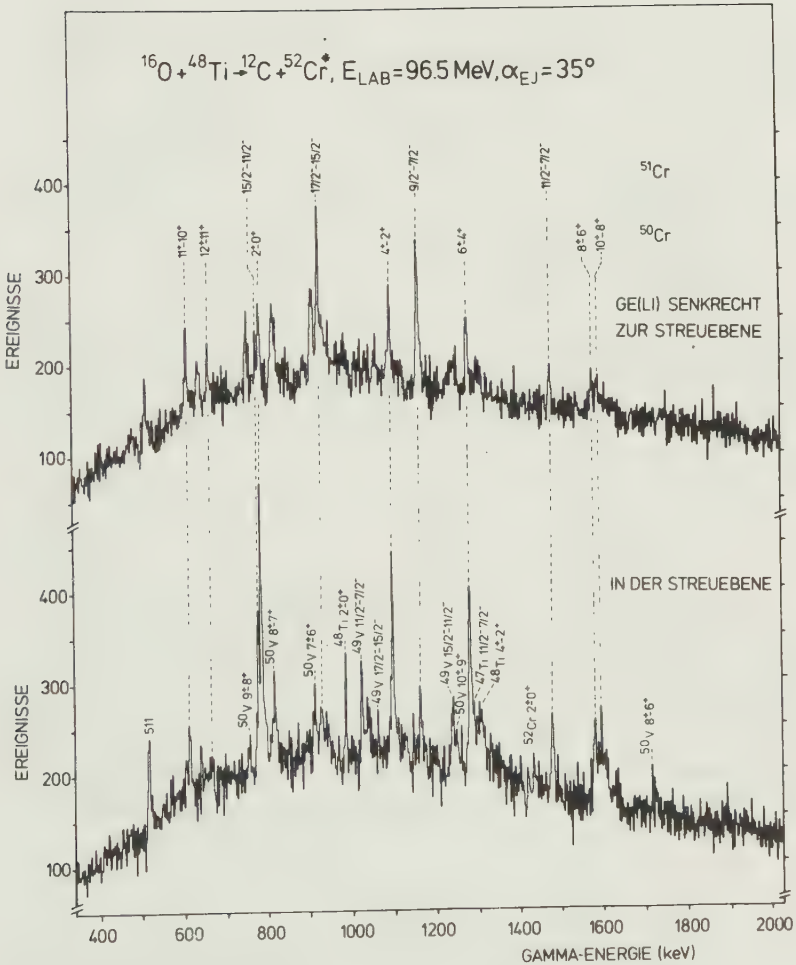


Abb. 25: $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 96.5 \text{ MeV}$, Kohlenstoff-Ausgangskanal:
Koinzidente Gammaspektren, aufgenommen in der Streuebene (unten) und senkrecht dazu (oben).

winkel in der Streuebene kommt es dabei für Gammaübergänge im schweren Fragment nicht an, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird. Bei diskreten Linien aus den leichten Fragmenten treten dagegen auch in der Streuebene starke Intensitätsunterschiede auf (vgl. Abb.15). Dieser Punkt wird ebenfalls in Kap. 6.2.2 diskutiert.

Die gemessenen Anisotropien der Quadrupolübergänge aus den Restkernen im System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ sind mit Ausnahme des Stickstoff- und Sauerstoff-Ausgangskanals größer als 2.5 (Tabelle D1), was auf eine starke Ausrichtung der Fragmentspins in Richtung der Streunormalen hindeutet. Um die Spinorientierung für verschiedene Sorten und in Abhängigkeit vom Q-Wert quantitativ vergleichen zu können, muß man aus den gemessenen Anisotropien der diskreten Übergänge auf die Ausrichtung der primären Fragmentspins schließen.

6.2.2 Reibungsgeometrie

6.2.2.1 Primäre m-Verteilung

Die Spinorientierung der Fragmente nach einer Kernreaktion beschreibt man zweckmäßigerweise mit dem Dichtematrixformalismus (FAN 57). Für die Winkelverteilung W der Gammastrahlung (d.h., die Wahrscheinlichkeit, daß ein Gammadetektor in einer bestimmten Position anspricht), die von einem Ensemble von Kernen emittiert wird, das in der (J,m) -Darstellung durch die Dichtematrix $\rho_{m,m}$ beschrieben wird, gilt:

$$(6.2) \quad W = \text{Sp}(\epsilon \cdot \rho) = \sum_{KQ} \epsilon_{KQ} \rho_{KQ}$$

ϵ ist die "Efficiency-Matrix" der Meßanordnung (vgl. FER 65, STE 75) und $\text{Sp}(A)$ bedeutet Bildung der Spur der Matrix A .

ρ_{KQ} und ϵ_{KQ} sind die Komponenten der statistischen Tensoren bzw. der Efficiency-Tensoren (Definition vgl. (6.3b)).

ρ_{KQ} und ϵ_{KQ} transformieren sich bei Drehung des Koordinatensystems wie die Kugelflächenfunktionen. Da Raumdrehungen bei der Beobachtung der Gammastrahlung eine wichtige Rolle

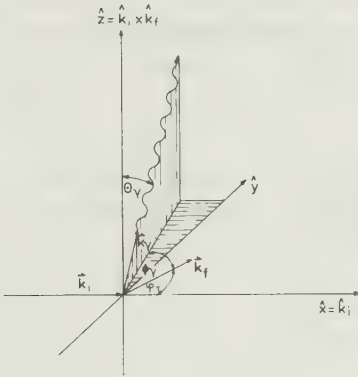


Abb. 26: Koordinatensystem

für die Emission der Gammastrahlung aus den Reaktionsfragmenten:

θ_Y ist der Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung der Gammas und der Quantisierungsachse, ϕ_Y ist der Winkel in der Streuebene relativ zur Flugrichtung des Teilchens, welches das beobachtete Gamma emittiert.

spielen, ergibt sich nach Einführung der sphärischen Tensoren ein allgemeiner und übersichtlicher Formalismus zur Berechnung von Winkelverteilungen und -korrelationen.

Aus den Beobachtungen im letzten Abschnitt folgt, daß die Streunormale $\hat{k}_i \times \hat{k}_f$ eine gute Quantisierungsachse ist, so daß im folgenden das Koordinatensystem aus Abb.26 verwendet wird.

Da im vorliegenden Experiment die Efficiency-Matrix der Meßanordnung nicht axialsymmetrisch bezüglich der Quantisierungsachse ist, und auch die im Experiment zu bestimmende Dichtematrix $\rho_{m,m'}$ nicht notwendig diagonal ist, muß man von der allgemeinen Beziehung für die Winkelverteilung eines Gammaüberganges $J_i(L, L') J_f$ der Multipolarität $L, L' (L' < L)$ ausgehen, die man aus der fundamentalen Beziehung (6.2) für einen Gammadetektor mit Axialsymmetrie um die Beobachtungsrichtung (θ_Y, ϕ_Y) erhält (RYB 70):

$$(6.3) \quad W(\theta_Y, \phi_Y) = \sum_{K, Q} A_{KQ}(L, L', J_i, J_f) \cdot Q_K \cdot Y_{KQ}(\theta_Y, \phi_Y)$$

$$-K \leq Q \leq K, \quad K \text{ und } Q \text{ geradzahlig}$$

$$|L - L'| \leq K \leq |L + L'|, \quad 0 \leq K \leq 2J_i$$

$$(6.3a) \quad A_{KQ} = \left(\frac{2J_1+1}{2K+1} \right)^{1/2} \cdot \rho_{KQ}(J_1) \cdot \frac{1}{1+\mathcal{J}^2} \{ R_K(LLJ_1J_f) + \\ + 2\mathcal{J} \cdot R_K(LL'J_1J_f) + \mathcal{J}^2 \cdot R_K(L'L'J_1J_f) \}$$

$$(6.3b) \quad \left\{ \rho_{\epsilon} \right\}_{KQ} = (2K+1)^{1/2} \sum_{mm'} \left\{ \begin{matrix} a_m \cdot a_{m'}^* \\ \epsilon_m \cdot \epsilon_{m'}^* \end{matrix} \right\} \cdot (-1)^{J-m'+Q} \begin{pmatrix} J & J & K \\ m-m' & -Q & \end{pmatrix}$$

$$(6.3c) \quad a_m = |a_m| e^{i\mathcal{J}_m}$$

$$(6.3d) \quad \mathcal{J} = \frac{\langle J_1 || T_L || J_f \rangle / (2L+1)^{1/2}}{\langle J_1 || T_L || J_f \rangle / (2L'+1)^{1/2}}$$

Durch den Faktor Q_K wird die Abschwächung der Winkelverteilung durch den endlichen Raumwinkel des Gammadetektors berücksichtigt (Werte für Q_K findet man z.B. in CAM 69). Die Produkte $a_m a_{m'}^*$ sind die Elemente der Dichtematrix $\rho_{m,m'}$. Es wird, wie es in der Literatur üblich ist, sowohl für die Dichtematrix wie für die statistischen Tensoren das Symbol ρ verwendet. Zur Unterscheidung werden die Elemente der Dichtematrix mit Klein-, die Komponenten der statistischen Tensoren mit Großbuchstaben indiziert. R_K sind die in ROS 67 tabellierten Rosenzweig-Koeffizienten. $\mathcal{J}$ ist der Mischungsparameter nach der Definition von ROS 67.

Wegen der kleinen Kernladungen der Fragmente ($Z \leq 30$) und der hohen Gammaenergien (~ 1 MeV) kann man die Zerfälle der angeregten Zustände über innere Konversion vernachlässigen.

Im allgemeinsten Fall enthält die Dichtematrix für ein Ensemble von Kernen mit Spin J $(2J+1)^2 - 1$ unabhängige reelle Parameter (vgl. FAN 57), so daß z.B. für einen Kern mit Spin $J=2$ und gemischter m -Population 24 unabhängige Messungen zur vollständigen Bestimmung der Orientierung der Spins der Kerne des Ensembles notwendig sind. Die Anzahl der freien Parameter verkleinert sich unter speziellen Bedingungen. Ist das System axialsymmetrisch zur Quantisierungsachse, so gibt es noch $2J$ unabhängige Größen in der Dichte-

matrix (Populationsparameter $P(m)$: Diagonalelemente der Dichtematrix), für einen reinen Zustand genügen maximal $4J$ reelle Parameter (je $2J$ unabhängige Amplituden und Phasen).

Im folgenden wird gezeigt, daß bei den hier untersuchten Systemen mit der gewählten Quantisierungsachse für die Winkelverteilung der Gammastrahlung aus den Restkernen nur die diagonalen Elemente der Dichtematrix wichtig sind. Macht man über die Form der Verteilung der $P(m)$ eine vernünftige Annahme, die durch experimentelle Befunde nahegelegt wird, kann man aus je einer Messung in der Streuebene und senkrecht dazu die m -Population des Anfangszustandes bestimmen.

Das Auftreten nicht diagonalen Elemente in der Dichtematrix führt zu Intensitätsunterschieden der Gammastrahlung in einer Ebene senkrecht zur Quantisierungsachse. Aus (6.3) ergibt sich für die Winkelverteilung eines $(2-0)$ -Gammaüberganges in der Streuebene:

$$(6.4) \quad W(\theta_Y = 90^\circ, \phi_Y) = \frac{5}{16\pi} \{A + B \cdot \cos(2\phi_Y + \phi_B) + C \cdot \cos(4\phi_Y + \phi_C)\}$$

$$(6.4a) \quad A = \sum_{i=-2}^{+2} |a_i|^2 - |a_0|^2, \quad B = 2|a_{+1}| \cdot |a_{-1}|, \quad C = 2|a_{+2}| \cdot |a_{-2}|$$

$$(6.4b) \quad \phi_B = \mathcal{J}_{+1} - \mathcal{J}_{-1}, \quad \phi_C = \mathcal{J}_{+2} - \mathcal{J}_{-2}$$

Bei ti Reaktionen können aber sowohl das Ejektil als auch der Restkern angeregt sein, und die tiefliegenden Zustände werden im allgemeinen erst nach Teilchen- und Gammazerfall aus dem primär bevölkerten Kontinuum besetzt, so daß man von der allgemeinen Form (6.4) der Winkelverteilung in der Streuebene ausgehen muß. Als mögliche Symmetrieachse wurde bei den Messungen die Flugrichtung des Restkerns angenommen, und die Intensität der diskreten Gammaübergänge unter 45° , 90° und 180° relativ dazu gemessen (Abb.27). Diese Richtung ergibt sich als Symmetrieachse im Rahmen von einfachen Modellen ("Adiabatic Limit" (BLA 60)), welche bei Einstufenreaktionen mit einigem

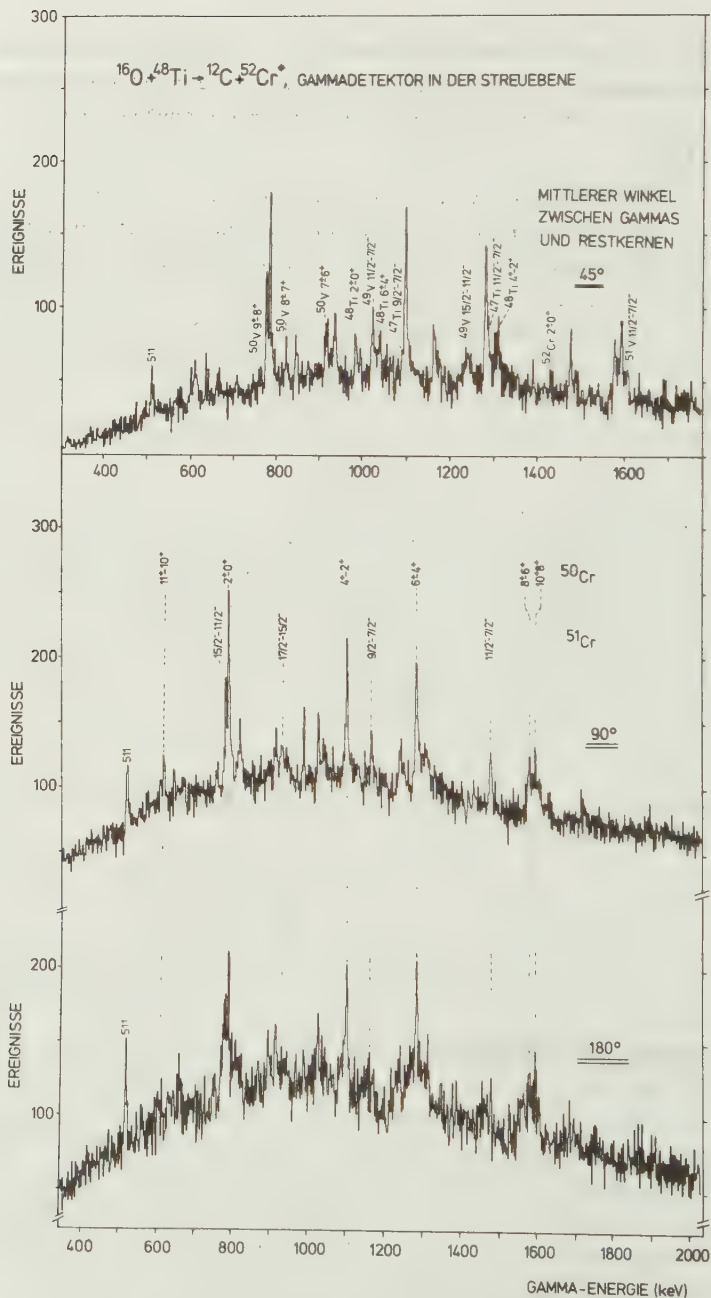


Abb.27: $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 96.5 \text{ MeV}$, Ge(Li)-Spektren für den C-Ausgangskanal für verschiedene Winkel des Gammadetektors

Erfolg angewandt wurden, deren Anwendbarkeit auf ti Reaktionen allerdings zweifelhaft ist.

Wegen der dicken Targets ist die Auswertung der Intensität der Photolinien im Ge(Li)-Spektrum erschwert, wenn der Winkel zwischen der Flugrichtung des Rückstoßkernes und der Beobachtungsrichtung der Gammas nicht nahe bei 90° liegt (vgl. Abb.27, Anhang B2). Falls eine eindeutige Trennung der Intensität überlappender Photolinien nicht möglich war, wurde die gesamte Intensität der Liniengruppe ausgewertet. Es ergibt sich, daß die Intensitätsunterschiede in der Streuebene kleiner als 20 % sind, so daß man in guter Näherung von einer isotropen Winkelverteilung in der Streuebene für diskrete Gammaübergänge in den schweren Fragmenten ausgehen kann. Qualitativ kann man dies aus der Abb.27 erkennen. Es gibt zwar in einigen Fällen größere Abweichungen (~ 30 %) von einer isotropen Emission, doch könnten die nicht genau bestimmbare Höhe des Untergrundes und die schlechte Linienform der Photolinien zu systematischen Fehlern dieser Größe führen.

Mit den drei durchgeführten Messungen kann man eine stark anisotrope Winkelverteilung in der Streuebene der Form (6.4) nicht ausscheiden, wenn die Symmetriewinkel im $\cos 4\phi$ - und $\cos 2\phi$ -Term ungefähr ein ganzzahliges Vielfaches von 22.5° betragen, da man dann unter den drei Beobachtungsrichtungen ungefähr die gleiche Intensität messen würde. Dies ist jedoch sehr unwahrscheinlich, da der Winkel zwischen dem Gammadetektor und dem Restkern sich in dem beobachteten Bereich von Reaktions-Q-Werten um mehr als 20° ändert (Abb.B1), beim Vergleich der gemessenen Intensitäten aber kein systematischer Trend mit Q festzustellen ist.

Was bedeutet eine isotrope Winkelverteilung diskreter Gammaübergänge in der Streuebene physikalisch?

Aus (6.4) sieht man, daß es zwei Wege gibt, in einer Ebene senkrecht zur Quantisierungsachse eine isotrope Winkelverteilung zu bekommen:

1. Das System ist vollständig polarisiert, d.h., $a_m = 0$ für alle $m \neq J$ (oder $m \neq -J$).

Im System $^{16}_{0+}^{58}\text{Ni}$ wurde eine hohe Zirkularpolarisation der Gammastrahlung aus den Fragmenten nach t_i Reaktionen gemessen, die mit einer Kernspinpolarisation $P_z = 1$ verträglich ist (LAU 78).

2. Das Ensemble von Kernen befindet sich in einem Zustandsgemisch, in dem die Symmetriewinkel ϕ statistisch fluktuieren.

Aufgrund des statistischen Charakters der t_i Reaktionen, bei denen in Vielstufenprozessen die Restkerne hoch im Kontinuum bevölkert werden, und für "kollektive" Variable (vgl. WEI 79) wie z.B. den Streuwinkel, starke Fluktuationen um den wahrscheinlichsten Wert auftreten, erwartet man eine gemischte m -Population für die Reaktionsprodukte. In dem Gemisch besitzen die Spins der einzelnen reinen Zustände $\psi^{(k)}$ ($k=1, \dots, K$, mit $K \gg 1$) bezüglich der gewählten Quantisierungsachse gewisse komplexe Amplituden für die Besetzung der m -Unterzustände. Für $J \geq 1$ existiert nicht notwendig jeweils eine Richtung im Raum, bezüglich derer die reinen Zustände polarisiert sind, da die orthogonale Transformation, mit der die Dichtematrix diagonalisiert werden kann, nicht notwendigerweise eine Drehung im Ortsraum ist. Die Elemente der Dichtematrix des Gemischs in der (J, m) -Darstellung erhält man durch Summation der Amplituden $a_m^{(k)}$ der reinen Zustände:

$$(6.5) \quad \rho_{m,m'} = \sum_k p^{(k)} a_m^{(k)} a_{m'}^{(k)*} = \sum_k p^{(k)} |a_m^{(k)}| |a_{m'}^{(k)}| e^{i(\delta_m^{(k)} - \delta_{m'}^{(k)})}$$

$p^{(k)}$ ist die relative Häufigkeit des reinen Zustandes $\psi^{(k)}$.

Falls die Phasen $\delta_m^{(k)}$ der m -Unterzustände der $\psi^{(k)}$

$$(6.5a) \quad \psi^{(k)} = \sum_m |a_m^{(k)}| e^{i\delta_m^{(k)}} \cdot u_m$$

(u_m ist die gewählte Basis im Spinorraum) statistisch verteilt sind, verschwinden die nicht diagonalen Elemente

der Dichtematrix. Es wäre hier interessant, ob quantenmechanische Rechnungen im Rahmen der TDHF-Theorie eine statistische Fluktuation der Relativphasen der m-Unterzustände der Fragmentspins nach einer t_i Reaktion liefern.

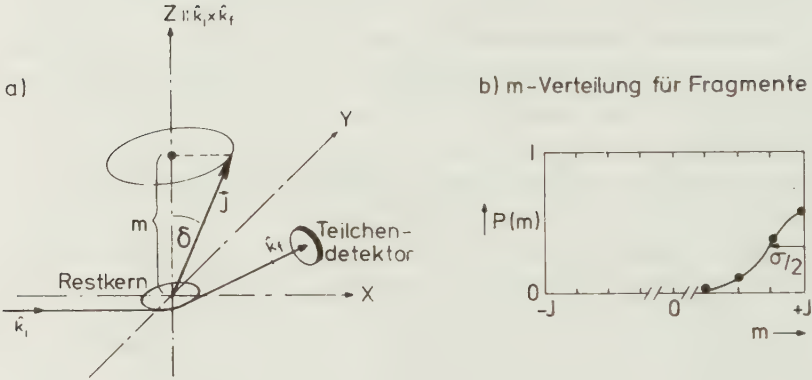
Die Winkelverteilung der Gammastrahlung ist in bestimmten Fällen nicht sehr sensitiv auf nicht diagonale Elemente in der Dichtematrix des Systems. Im Anhang A5 werden die Beispiele einer Einstufenanregung und eines "Wackelns" der Drehimpulsvektoren diskutiert. Wesentlich sensitiver sind in diesem Fall die Winkelkorrelationsmessungen mit Teilchen, die mit hohen Bahndrehimpulsen emittiert werden (DYE 77, HAR 79). Sie zeigen, daß die Streunormale die natürliche Quantisierungsachse für die Beschreibung der Orientierung der Fragmentspins nach t_i Reaktionen ist.

Sensitiv ist die Winkelverteilung der Gammastrahlung dagegen in einem gut ausgerichteten System auf die Besetzung der diagonalen Elemente in der Dichtematrix (vgl. Abb.29,30). Aufgrund der isotropen Winkelverteilung in der Streuebene und der davon stark verschiedenen Intensitäten senkrecht dazu liegt es nahe, von einer gemischten m-Verteilung auszugehen, die bei $m=J$ und (oder) $m=-J$ den höchsten Wert besitzt. Die beobachtete hohe Zirkularpolarisation der Gammastrahlung parallel zu k_i, k_f im System $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ (LAU 78) zeigt, daß dominant Zustände mit positiver m-Quantenzahl besetzt werden, wie man es im Reibungsbild (WIL 73) erwartet. Es wird daher im folgenden eine primäre m-Verteilung mit einem Maximum bei $m=J$ angenommen (Abb.28), deren Form Gaußsch ist:

$$(6.6) \quad P(m) \propto \exp\{-(J-m)^2/2\sigma^2\} \quad , \quad \sum_{m=-J}^{+J} P(m) = 1$$

Dieser Ansatz wird im folgenden Reibungsgeometrie genannt. Die spezielle Form der Verteilung (z.B. Gauß-, Exponential- oder Dreiecksverteilung) beeinflusst die Resultate nur wenig, solange die Werte für die $P(m)$ vom maximalen Wert bei $m=J$ monoton abfallen. Da die Winkelverteilung der Gammastrahlung dieselbe ist, wenn die Differenz der mag-

REIBUNGSGEOMETRIE



Maß für Ausrichtung der Spins parallel zur Z-Achse:

$$P_{zz} = \frac{1}{J(2J-1)} \left(3 \sum_{m=-J}^{+J} P(m) m^2 - J(J+1) \right)$$

Ensemble von Kernen mit J-Verteilung ($J \gg 1$, klassischer Grenzfall):

$$P_{zz}^{kl} = \frac{3}{2} \left\langle \frac{m^2}{J^2} \right\rangle - \frac{1}{2} = \frac{3}{2} \langle \cos^2 \vartheta \rangle - \frac{1}{2}$$

Abb. 28: Quantisierungsachse z (a) und Verteilung der m-Unterzustände für die primären Fragmentspins (b) im Modell der Reibungsgeometrie für ti Reaktionen.

netischen Quantenzahlen des Anfangs- und Endzustandes das Vorzeichen wechselt, ändert sich an den Ergebnissen nur wenig, wenn zusätzlich Unterzustände mit negativer m-Quantenzahl mit einer ähnlichen Form der Verteilung besetzt sind.

Im Rahmen der Reibungsgeometrie ergibt sich aus einer Messung der Intensität der Gammastrahlung aus einem diskreten Übergang in der Streuebene und senkrecht dazu die Breite der m-Verteilung des Anfangszustandes. In erster Linie ist man aber an der m-Verteilung der primären Fragmente unmittelbar nach der Reaktion interessiert, die durch den statistischen Teilchen- und Gammazerfall verändert wird

(Anhang A5, Kap. 6.2.3). Bei der Untersuchung dieser Frage zeigt sich, daß nicht die Breite der m-Verteilung, sondern das Alignment (oder die Tensorpolarisation)

$$(6.7) \quad P_{zz} = \frac{1}{J(2J-1)} \left\{ 3 \sum_{m=-J}^{+J} P(m) \cdot m^2 - J(J+1) \right\}, \quad 1 \geq P_{zz} \geq -\frac{J(J+1)}{J(2J-1)}$$

die besten Eigenschaften hat. P_{zz} ist außerdem ein Maß für die Ausrichtung der Fragmentspins senkrecht zur Streuebene, unabhängig von der speziellen Form der m-Verteilung und besitzt für $J \gg 1$ eine anschauliche Interpretation als ein mittlerer Winkel, um den die Fragmentspins bezüglich der z-Achse wackeln:

$$(6.7a) \quad P_{zz}^{kl} = \frac{3}{2} \cdot \frac{\langle m^2 \rangle}{J^2} - \frac{1}{2} = \frac{3}{2} \langle \cos^2 \vartheta \rangle - \frac{1}{2}$$

Diese anschauliche Deutung ist wegen der Unschärferelation nur sinnvoll für

$$(6.7b) \quad \vartheta \approx \arccos \sqrt{J/(J+1)}.$$

Für ein Ensemble von Kernen mit einer Spinverteilung um den mittleren Spin J ergibt sich das mittlere Alignment zu

$$(6.7c) \quad \langle P_{zz}^{kl} \rangle = \langle \frac{\langle m^2 \rangle}{J^2} \rangle \cdot \frac{3}{2} - \frac{1}{2}$$

Aus dem Vergleich der Intensitäten, die für die diskreten Gammaübergänge in den Ejektilen (Abb.15) unter zwei verschiedenen Winkeln in der Streuebene sowie in Richtung der Streunormalen beobachtet wurden, erkennt man, daß für die leichten Fragmente nicht in jedem Fall die Voraussetzungen für die Reibungsgeometrie erfüllt sind. Im System $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ z.B. sind die Intensitätsunterschiede für den $(2^+ - 0^+)$ -Gammaübergang in ^{12}C zwischen den beiden Meßpunkten in der Streuebene etwa ebenso groß wie zwischen der senkrecht dazu

gemessenen Intensität und dem maximalen Wert in der Ebene. Dies trifft für die Reaktionsprozesse mit den weniger negativen Q-Werten zu. Bei den negativsten Q-Werten beobachtet man etwa die gleiche Intensität in der Ebene, doch auch senkrecht dazu ist sie nur um etwa 10 bis 20 % kleiner. Dies ist sowohl mit einer nahezu isotropen Orientierung der Fragmentspins wie mit einer Polarisierung bis etwa 50 % parallel oder antiparallel zu $k_i \times k_f$ verträglich (vgl. Abb. 29). Diese Frage kann man nur mit einer Messung der Zirkularpolarisation der Gammastrahlung aus dem diskreten Übergang klären. In einem kürzlich durchgeführten Experiment wurde für das System $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ für den $(2^+ - 0^+)$ -Übergang im ^{12}C $P_Y \approx 50$ % gemessen (TRA 79), was auf eine Polarisierung der Ejektile in Richtung $k_i \times k_f$ bei den negativen Q-Werten hindeutet, wie man es im Reibungsbild erwartet. Die Orientierung der Fragmentspins bei den positiveren Q-Werten ist aus den vorliegenden Daten nicht eindeutig festlegbar. Die Ergebnisse sind damit verträglich, daß die Fragmentspins bei den positiveren Q-Werten längs einer Achse in der Streuebene ausgerichtet sind, wie es Messungen der Spinpolarisation (SUG 77) und auch einfache Modelle (BRI 72) nahelegen.

6.2.2.2 Alignment und Polarisation

Die Polarisation eines Systems von Kernen mit Spin J ist definiert durch

$$(6.8) \quad P_z = \frac{1}{J} \sum_{m=-J}^{+J} P(m) \cdot m \quad (1 \geq P_z \geq -1) .$$

P_z kann wie P_{zz} anschaulich interpretiert werden als ein mittlerer Winkel zwischen den Fragmentdrehimpulsen und der z-Achse,

$$(6.8a) \quad P_z = \langle J_z \rangle / J = \langle \cos \mathcal{J} \rangle \quad (J \gg 1)$$

wobei hier unterschieden wird, ob die Vektoren in Richtung der positiven oder negativen z-Achse zeigen.

Formal sind die Polarisierung und das Alignment mit dem ersten und zweiten Moment der "Multipolentwicklung" der Dichtematrix $\rho_{m,m'}$ eines axialsymmetrischen Ensembles von Kernen nach statistischen Tensoren ρ_K ($= \rho_{KQ}$, $Q=0$) über einen spinabhängigen Faktor verknüpft (Anhang A4.1). Wie bei der Entwicklung einer Ladungsdichte $\rho(\vec{r})$ in Multipolmomente wird das System vollständig nur durch die Kenntnis aller nicht notwendig verschwindender Momente beschrieben. Dies sind bei einem axialsymmetrischen Ensemble von Kernen mit Spin J die statistischen Tensoren ρ_K mit $K \leq 2J$. Auch bei nicht axialsymmetrischen Systemen sind das Alignment P_{zz} und die Polarisierung P_z eindeutig mit den Besetzungswahrscheinlichkeiten für die magnetischen Unterzustände verknüpft, sie ergeben aber auch im Falle verschwindender höherer Momente keine vollständige Beschreibung der Spinorientierung mehr.

Beim vorliegenden Experiment besitzen die primären schweren Fragmente hohe Spins ($J \sim 10$), so daß im Prinzip eine große Zahl von Momenten zur vollständigen Beschreibung der Spinorientierung erforderlich ist. Für ein anschauliches Verständnis der tt Reaktionen sind aber zuerst die Polarisierung und das Alignment der Fragmente interessant, da sie mit wesentlichen Eigenschaften des Reaktionsmechanismus verknüpft sind (vgl. WIL 73, MOR 79).

Das Alignment P_{zz} wird in der vorliegenden Arbeit wie in SCH 77, DYE 77, WOL 79 durch (6.7) definiert, ohne die zusätzliche Nebenbedingung zu fordern

$$(6.7d) \quad P_z = 0 \quad (\text{BLI } 57), \quad \text{oder}$$

$$(6.7e) \quad P(m) = P(-m) \quad (\text{FER } 65),$$

wie es in der Gammaspektroskopie üblich ist. In der Physik der polarisierten Teilchen ist es üblich, das durch (6.7) definierte P_{zz} als Tensorpolarisation zu bezeichnen. Dieser Name wäre hier jedoch nicht spezifisch, da, anders als bei den Teilchen mit Spin 1, die höheren Tensormomente nicht notwendigerweise verschwinden. Außerdem erscheint er in Anbetracht der anschaulichen Interpretation, die hier im

Vordergrund stehen soll, als zu technisch.

Im Rahmen der Reibungsgeometrie sind die Polarisation und das Alignment der Fragmente eindeutig miteinander verknüpft. Dies zeigt die Abb.29 für das Beispiel eines Systems mit Spin $J=2$. Auf der Abszisse sind zusammen mit der Halbwertsbreite der Gaußschen m -Verteilung (obere Skala), die dazugehörige Polarisation P_z und das Alignment P_{zz} (untere Skala) aufgetragen. P_{zz} reagiert wesentlich empfindlicher auf ein Wackeln der Spins als die Polarisation. In Ordinatendrichtung sind die Zirkularpolarisation $P_Y(0)$ für drei Beobachtungswinkel und die reziproke Anisotropie R^{-1} der Winkelverteilung der Gammastrahlung eines Übergangs vom Anfangszustand mit Spin 2 zu einem Endzustand mit Spin 0 aufgetragen. Man sieht, daß bei breiter werdender m -Verteilung die reziproke Anisotropie das Alignment, die Zirkularpolarisation der Gammastrahlung die Polarisation des Anfangszustandes widerspiegelt. Im Prinzip genügt hier aber eine präzise Messung von P_Y , um die Spinorientierung im Rahmen des gewählten Modells eindeutig festzulegen. Ein

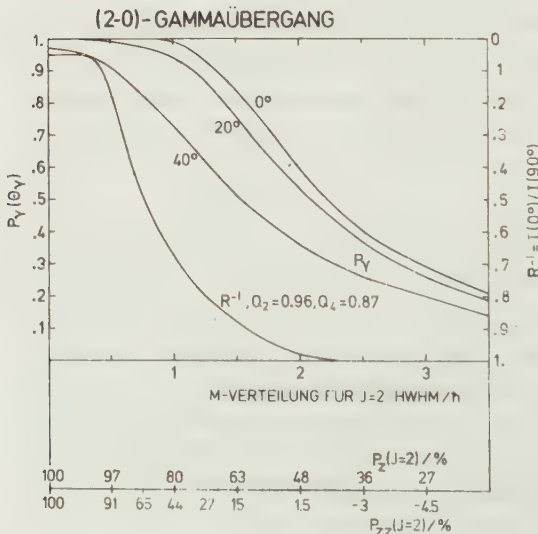


Abb.29: Reziproke Anisotropie R^{-1} und Zirkularpolarisation P_Y (TRA 78) für einen 2-0-Gammaübergang in Abhängigkeit von der halben Halbwertsbreite der Gaußschen m -Verteilung des Anfangszustandes. Der bei den P_Y -Kurven angegebene Winkel ist relativ zur Quantisierungsachse gemessen.

solches Experiment, bei dem die Zirkularpolarisation der Gammastrahlung aus diskreten Übergängen in den Restkernen bestimmt werden müßte, stößt auf so große Probleme, daß es bisher nicht versucht wurde (kleine Nachweiswahrscheinlichkeit und Analysierstärke der Apparatur). Gemessen werden konnten bisher nur die Zirkularpolarisation der energieintegrierten Gammastrahlung (TRA 77, LAU 78), und kürzlich, die Zirkularpolarisation ausgewählter Gammaübergänge aus den Ejektilen (TRA 79), was wegen der hohen Energie der Linien mit einem geeignet konstruierten Polarimeter möglich war. Das gemessene P_Y der energieintegrierten Gammastrahlung kann man wegen der nicht bekannten Zusammensetzung des Spektrums aus Übergängen verschiedener Multipolaritäten, die gestreckt oder nicht gestreckt sein können, nicht in einfacher Weise in eine Kernspinpolarisation P_Z umrechnen. Im Experiment wird zunächst nur $P_Y A$ gemessen, wobei A die energieabhängige Analysierstärke des Polarimeters ist, deren genaue Bestimmung, insbesondere unter den Bedingungen eines Experiments im Teilchenstrahl, sehr schwierig ist (LAU 79).

Auch in einem primär stark polarisierten System ist es daher schwierig, aus der Zirkularpolarisation der Gammastrahlung einen genauen Wert für die Polarisation der Fragmentspins zu erhalten. Wie man in Abb.29 sieht, ist in diesem Fall das Alignment und damit die Anisotropie der Winkelverteilung sehr sensitiv auf das Wackeln der Fragmentdrehimpulse. In diesem Sinne wird im nächsten Kapitel aus der Anisotropie diskreter Gammaübergänge im System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ auf das primäre Alignment geschlossen.

Umgekehrt ist P_Y bei einer starken Anisotropie der Gammastrahlung, d.h. bei einem hohen Alignment, ein sensitives Maß für die relative Stärke der Besetzung der Unterzustände mit positivem und negativem m, gibt also einen Hinweis auf die relative Häufigkeit von Reaktionen, die zu positiven und negativen Streuwinkeln führen (LAU 78).

Bei einer starken Depolarisation der Fragmentspins ($P_Z \lesssim 50\%$) ist zwar die Winkelverteilung der Gammastrahlung

isotrop, aus der Gammazirkularpolarisation kann man aber noch etwas über die Orientierung der Spins lernen (DEB 78).

Die Diskussion zeigt, daß sich die Zirkularpolarisation P_Y und die Anisotropie der Winkelverteilung R der Gammastrahlung bei der experimentellen Untersuchung der Spinorientierung der Fragmente nach t_i Reaktionen ergänzen, und im allgemeinen erst die Messung beider eine eindeutige Interpretation der Daten ermöglicht.

6.2.3 Alignment der primären Fragmente

In einem axialsymmetrischen System ist die Dichtematrix in der (J, m) -Darstellung diagonal und alle Komponenten der statistischen Tensoren $\rho_{K, Q}$ mit $Q \neq 0$ verschwinden:

$$(6.9a) \quad \rho_{KQ} = \rho_{KQ}^* = \rho_{KQ} = \rho_K$$

Die Winkelverteilung $W(\theta_Y, \phi_Y)$ der Gammastrahlung $J_i(LL')J_f$ hängt nur noch von dem Winkel θ_Y relativ zur Quantisierungsachse ab, da gilt

$$(6.9b) \quad \rho_{KQ} \cdot Y_{KQ}(\theta_Y, \phi_Y) = \frac{(2K+1)^{1/2}}{(4\pi)^{1/2}} \cdot P_K(\cos\theta_Y)$$

$$(6.9) \quad W(\theta_Y) = \sum_K A_K(LL'J_iJ_f) \cdot Q_K \cdot P_K(\cos\theta_Y)$$

$$K \text{ gerade, } |L-L'| \leq K \leq |L+L'|, \quad 0 \leq K \leq 2J_i$$

$$(6.9c) \quad A_K(LL'J_iJ_f) = \left(\frac{2J_i+1}{2K+1} \right)^{1/2} \rho_K(J) \cdot \frac{1}{1+J^2} \{ R_K(LL'J_iJ_f) + 2\mathcal{J}_{R_K}(LL'J_iJ_f) + \mathcal{J}_{R_K}^2(L'L'J_iJ_f) \}$$

$$(6.9d) \quad \rho_K(J_i) = \sum_{m=-J_i}^{J_i} (-1)^{J_i-m} \langle J_i m J_i -m | K 0 \rangle P(m)$$

Aus (6.9) kann man im Rahmen der Reibungsgeometrie aus der gemessenen Anisotropie die Populationsparameter $P(m)$ der magnetischen Unterzustände des Anfangszustandes für den betrachteten Gammaübergang berechnen. Da hier vor allem die Orientierung der primären Fragment spins interessiert und

beim Gammazerfall die Form der primären Verteilung nicht erhalten bleibt, wurde bei der Analyse der Daten etwas anders vorgegangen:

Für den mittleren Spin (Kap.5) des betrachteten Reaktionstyps - spezifiziert durch Reaktions-Q-Wert und Ejektilsorte - wurde die Form der m-Verteilung der Reibungsgeometrie angenommen. Wenn der Teilchen- und Gammazerfall über eine gestreckte Kaskade ($J_i - J_f = L$ für alle emittierten Teilchen und Gammas) erfolgen, dann ist die Winkelverteilung der Gammastrahlung gleich für alle Übergänge in der Kaskade, die dieselbe Multipolarität besitzen, bzw. das Alignment aller Zustände in der Kaskade ist gleich. Nicht gestreckte Übergänge verschlechtern das primäre Alignment, bzw. schwächen die Anisotropie der Winkelverteilung der nachfolgenden Übergänge (Anhang A4.1). Dies heißt, daß man aus der beobachteten Anisotropie der Übergänge entlang der Yrastlinie eine untere Grenze für das primäre Alignment gewinnen kann. In Abb.30a ist der Zusammenhang zwischen der Anisotropie eines gestreckten Quadrupolüberganges in einer gestreckten Kaskade und dem Alignment des Anfangszustandes aufgezeichnet.

Für die im allgemeinen beobachteten Anisotropien von mehr als 2.5 (vgl. Anhang D1.1) für gestreckte Quadrupolübergänge ergibt sich damit ein primäres Alignment von mehr als 65 %, d.h. eine bevorzugte Ausrichtung der Fragmentspins senkrecht zur Streuebene, wie man sie im einfachen Reibungsbild erwartet.

Dieser Wert hängt nur wenig von der angenommenen speziellen Form der um $m=J$ lokalisierten Verteilung oder von der Größe des primären Spins ab (Abb.30b), solange $J_{pr} \gtrsim \hbar$ ist. Dies gibt auch eine gewisse Rechtfertigung dafür, bei der Berechnung des primären Alignments die Verteilung der Beträge der Drehimpulse durch den Mittelwert zu ersetzen.

Die Messung der Anisotropie der Winkelverteilung diskreter Gammaübergänge bekannter Multipolarität ist somit eine einfache Methode, für das primäre Alignment weitgehend

modellfrei eine untere Grenze zu bestimmen.

Dieses Vorgehen hilft aber nicht weiter, wenn man das Alignment für verschiedene Ausgangskanäle und dort jeweils für verschiedene Q-Werte vergleichen will, was für ein detaillierteres Verständnis des Reaktionsmechanismus von großem Interesse ist. Dazu muß man die deorientierenden Effekte abschätzen, die nach der Wechselwirkung der beiden Reaktionspartner bis zum Gammazerfall entlang der Yrastlinie die Ausrichtung der Fragmentspins verschlechtern können. Da die Abregung der Reaktionsfragmente sequentiell erfolgt, kann man den zeitlichen Ablauf in einzelne Schritte zerlegen (vgl. Abb.19):

1. Bei der Wechselwirkung der beiden Reaktionspartner wird aus der Relativbewegung Drehimpuls in Eigenrotation der Fragmente übertragen (vgl. Kap.5). Für eine Gesamtheit von Reaktionsprodukten ergibt sich eine Verteilung der Drehimpulse in Betrag und Richtung.
2. Nach Zeiten, die im Mittel groß gegen die Wechselwirkungszeit (einige 10^{-21} s) der Reaktionspartner sind, werden aus den hochangeregten Restkernen Teilchen - vor allem Neutronen, Protonen und Alphateilchen - abgedampft, solange dies energetisch möglich ist. Da die Teilchen auch Drehimpuls wegtragen, verschlechtert sich dadurch im allgemeinen die ursprüngliche Ausrichtung der Kernspins. Präequilibriumsemission von leichten Teilchen ist bei den hier verwendeten Einschußenergien nur ein schwacher Prozeß (HO 77).
3. Wenn die Lebensdauern für den elektromagnetischen Zerfall der angeregten Kernzustände hinreichend groß sind (einige ps), führt die Hyperfeinwechselwirkung zwischen der Atomhülle und dem Kern zu einer Deorientierung der Kernspins.
4. Beim Gammazerfall ist es zweckmäßig, zwischen dem statistischen Gammazerfall und den diskreten Übergängen entlang der Yrastlinie zu unterscheiden (vgl. Abb.19). Während entlang der Yrastlinie die Multipolarität der im allge-

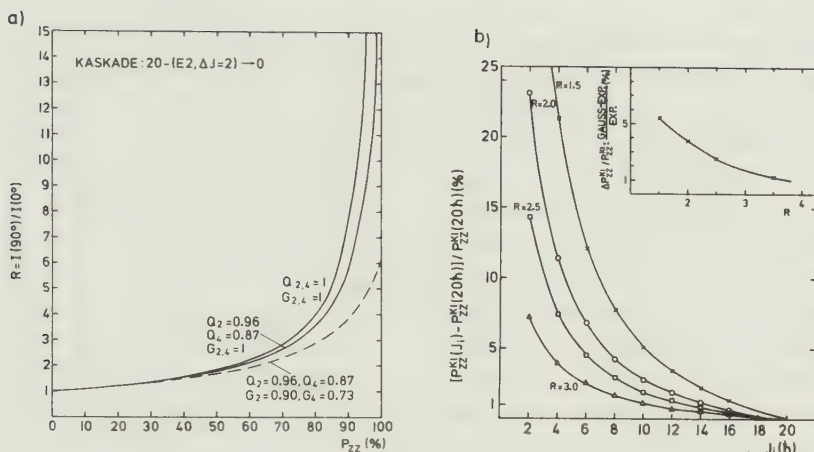


Abb. 30: Anisotropie und Alignment

a) Anisotropie R der Gammaübergänge in einer gestreckten Quadrupolkaskade aus einem Anfangszustand mit Spin $20 \hbar$ in Abhängigkeit von dessen Alignment P_{zz} . Die obere Kurve bezieht sich auf einen punktförmigen Zähler, die mittlere gilt für die Geometrie beim vorliegenden Experiment. Bei der unteren Kurve ist der maximal mögliche Effekt der Deorientierung durch die Hyperfein-Wechselwirkung für einen gestreckten Quadrupolübergang mit einer Lebensdauer von 6 ps berücksichtigt.

b) Abhängigkeit des aus der gemessenen Anisotropie berechneten Alignments vom angenommenen Spin des Anfangszustandes der gestreckten Quadrupolkaskade. Aufgetragen ist die relative Abweichung des aus der gemessenen Anisotropie R berechneten P_{zz} -Wertes für Anfangsspin J_1 vom Wert für $J_1=20 \hbar$.

Kleines Bild oben: Relativer Unterschied des berechneten Alignments für primäre m-Verteilungen in Gauß- oder Exponentialform in Abhängigkeit von der gemessenen Anisotropie eines Überganges in der gestreckten Quadrupolkaskade mit Anfangsspin $J_1=20 \hbar$.

meinen gestreckten Übergänge bekannt ist, kann man beim Prä-Yrast-Gammazerfall nur von mittleren Eigenschaften des Kontinuums von zahlreichen, nicht auflösbaren Gammaübergängen ausgehen.

Da man die Restkernverteilung für den Kohlenstoff-Ausgangskanal gut als Zerfall eines ^{52}Cr -Compoundkerns im Rahmen des statistischen Modells verstehen kann (Kap. 4.1), liegt es nahe, die Verschlechterung des Alignments ebenfalls unter statistischen Annahmen zu berechnen. Bevor man eine solche komplexe Rechnung durchführt, ist es nützlich, sich einen Überblick darüber zu verschaffen, wie Teilchen- und Gammazerfälle das Alignment verschlechtern. Diese Frage wird im Anhang A4 systematisch behandelt. Wie man es qualitativ erwartet, können Quadrupolübergänge das Alignment bei gleichem Anfangsspin wesentlich stärker beeinflussen als Dipolübergänge (Abb. A3). Somit ist das Dealignment der Kernspins durch den statistischen Gammazerfall abhängig vom Mischungsverhältnis für Dipol- und Quadrupolstrahlung, für das widersprüchliche experimentelle Befunde vorliegen (TRA 75, WES 78, FEE 79). Ganz allgemein gilt aber, daß nicht gestreckte Gammazerfälle das Alignment nur geringfügig verschlechtern, wenn der Spin des Anfangszustandes hoch ist.

Im Gegensatz zum Gamma- ist der Teilchenzerfall i. allg. nicht auf $L=1$ und $L=2$ beschränkt. Vor allem abgedampfte Neutronen tragen im Mittel aber nur wenig Drehimpuls weg (vgl. Abb. C1). In den untersuchten Restkernen betragen für sie die mittleren Bahndrehimpulse $2\hbar$.

Die aus der gemessenen Anisotropie diskreter Übergänge entlang der Yrastlinie unter der Annahme, daß der Prä-Yrast-Zerfall nur über gestreckte Übergänge erfolgt, gewonnenen Werte für das primäre Alignment ändern sich bei einer Rechnung unter realistischen Bedingungen nur wenig, wenn der primäre Spin hoch ist, und die abgedampften Teilchen Neutronen sind. Für die Yrast-Kaskade ist besonders wichtig, daß die Seitenfütterung bei niedrigen Spins schwach ist, da hier nicht gestreckte Übergänge das Alignment vollständig zerstören können (vgl. Abb. A3).

Beim Vergleich der verschiedenen Ausgangskanäle liefert die Umrechnung der Anisotropie gestreckter E2-Übergänge

im allgemeinen wegen der nur ungenau bestimmbaren Seitenfütterung in der Yrastlinie unsichere Werte für das primäre Alignment. In vielen Fällen ist die Seitenfütterung bei niedrigen Spins so stark, daß die berechneten P_{zz} -Werte wesentlich von den bei der Berechnung des statistischen Zerfalls verwendeten Parametern abhängen. In der gestreckten E2-Kaskade in ^{46}Ti im Sauerstoff-Ausgangskanal des Systems $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, die wie die Yrast-Kaskade in ^{50}Cr nach Abdampfung von zwei Neutronen aus dem primären Reaktionsprodukt - hier ist es ^{48}Ti - bevölkert wird, ist die beobachtete Anisotropie ungefähr konstant über den Bereich von Q-Werten von -20 bis -40 MeV (Abb.31a). Während das daraus berechnete Alignment für die beiden äußeren Meßpunkte ungefähr den Werten für ^{52}Cr entspricht, ist der Wert von $P_{zz} = 64\%$ im Optimum der ti Komponente deutlich schlechter als die 95 % im Kohlenstoff-Ausgangskanal. Die Unsicherheiten ($P_{zz}^{\min} = 45\%$, $P_{zz}^{\max} = 88\%$) sind aber so groß, daß man daraus bestenfalls eine Evidenz für ein schlechteres Alignment im Sauerstoff-Ausgangskanal ableiten kann.

Um überhaupt zu einem Vergleich der verschiedenen Ausgangskanäle zu kommen, wurde die Anisotropie aller jeweils beobachteter gestreckter E2-Übergänge gemittelt (Tab.5) und daraus unter denselben Annahmen über den Prä-Yrast-Zerfall das primäre Alignment berechnet. Im Teilchenspektrum wurde der gesamte Bereich der beobachteten Q-Werte zugelassen, außer im Sauerstoffkanal, wo nur Reaktionen mit $Q \lesssim -8$ MeV betrachtet wurden. Die Rechnungen ergeben bei einem mittleren primären Spin von $12\hbar$, zwei abgedampften Teilchen und zwei Prä-Yrast-Gammazerfällen eine Verschlechterung des primären Alignments von etwa 15 %. Die so gewonnenen Alignmentwerte sind für den Sauerstoff- und Stickstoff-Ausgangskanal deutlich niedriger als für die anderen Sorten. Dies könnte auf eine starke q_z Komponente mit schlechtem Alignment bezüglich $k_1 x k_f$ in diesen Kanälen zurückzuführen sein, für die die Reibungsgeometrie nicht die richtige Parametrisierung der m-Verteilung ist. Hier

Tabelle 5:

$^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 96.5 \text{ MeV}$, $\varphi_{\text{EJ}} = 35^\circ$.

Mittlere Anisotropie der beobachteten gestreckten E2-Gammaübergänge in den verschiedenen Ausgangskanälen und das daraus berechnete Alignment.

Z_{EJ}	$\bar{R}$	$P_{zz}/\%$
5	2.47 ± 0.4	$83 \begin{smallmatrix} + 8 \\ - 9 \end{smallmatrix}$
6	2.70 ± 0.25	$87 \begin{smallmatrix} + 4 \\ - 5 \end{smallmatrix}$
7	1.60 ± 0.20	$61 \begin{smallmatrix} + 6 \\ - 9 \end{smallmatrix}$
8	1.48 ± 0.17	$55 \begin{smallmatrix} + 9 \\ - 11 \end{smallmatrix}$
9	2.34 ± 0.55	$81 \begin{smallmatrix} + 10 \\ - 15 \end{smallmatrix}$
10	2.64 ± 0.53	$86 \begin{smallmatrix} + 6 \\ - 10 \end{smallmatrix}$

könnte sich aber auch die Bedeutung des Teilchentransfers bei der Erzeugung der ausgerichteten Komponente des primären Fragmentspins in Reaktionen mit stark negativen Q-Werten äußern.

Den oben aufgestellten Forderungen für eine weitgehende Konservierung des primären Alignments beim statistischen Zerfall genügt die gestreckte Gammakaskade in ^{50}Cr (KUT 74), die über einen weiten Bereich von Q-Werten im Kohlenstoff-Ausgangskanal im System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ beobachtet wird (vgl. Kap. 5.3). Die Anisotropien der Übergänge in der gestreckten Quadrupolkaskade vom Spin 10^- zum Grundzustand zeigen keine systematische Zunahme mit größer werdendem Spin. Die Seitenfütterung unterhalb des mittleren Spins, bei dem der statistische Gammazerfall in die Yrastlinie mündet, hat also keinen spürbaren Einfluß auf das Alignment, wie man es nach Abb.22 für die negativeren Q-Werte erwartet. Im folgenden wird daher über die Anisotropien der jeweils beobachteten gestreckten E2-Übergänge der Kaskade gemittelt.

Der hohe Wert von 3.5 ± 0.5 am Maximum des Teilchenspektrums (Abb.31a) deutet auf ein nahezu vollständiges Alignment der primären Fragmentspins hin ($P_{zz}^{\min} = 85\%$, vgl. Abb.30). Zu negativeren Q-Werten hin nimmt die Anisotropie stark ab, bis zu einem Wert von 1.6 ± 0.3 bei $Q = -44$ MeV, was auf ein "Wackeln" der Drehimpulsvektoren der Fragmente hindeutet. Aus den gemessenen Anisotropien wurde im Rahmen der Reibungsgeometrie das Alignment der primären Fragmentspins berechnet, wobei die Verschlechterung der Spinorientierung durch die Teilchenabdampfung und den Prä-Yrast-Gammazerfall im Rahmen des statistischen Modells mit Standardparametern berechnet wurde. Für die mittlere Anzahl von Prä-Yrast-Gammazerfällen wurde der aus den gemessenen Tripelkoinzidenzen zwischen den diskreten Gammaübergängen in ^{50}Cr , Kohlenstoffteilchen und einem zweiten Gamma im NaJ-Kristall bestimmte Wert von etwa zwei Zerfällen pro Reaktion verwendet. Das Verhältnis der Intensitäten von Dipol- und Quadrupolstrahlung beim statistischen Gammazerfall wurde als 7:3 angenommen, da dieses Mischungsverhältnis die nahezu vollständige Isotropie des Kontinuums beschreibt. In Abb.31b sind die auf diese Weise berechneten Werte für das Alignment P_{zz} der primären ^{52}Cr -Reaktionsprodukte für fünf Reaktions-Q-Werte aufgetragen. Die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler der gemessenen mittleren Anisotropien der Quadrupolkaskade. Der Abnahme in der Anisotropie entspricht eine Verschlechterung des primären Alignments von 95 % bei $Q = -26$ MeV auf etwa 45 % bei $Q = -44$ MeV. Wegen des hohen primären Spins hängt diese Verschlechterung nur geringfügig von den in der Rechnung verwendeten Parametern ab (Transmissionskoeffizienten, Niveaudichteparameter, Spin-Cutoff-Parameter, Anzahl der Prä-Yrast-Gammazerfälle, Mischungsverhältnis für Gammastrahlung). Variationen dieser Parameter zeigen, daß im hier untersuchten System die Änderung des primären Alignments durch einen $\Delta J = 0$ -Quadrupolübergang beim mittleren Eingangsspin des Prä-Yrast-Gammazerfalls in die Yrastlinie eine vernünftige obere Grenze für die Verschlechterung des primären Alignments durch den statistischen Teilchen-

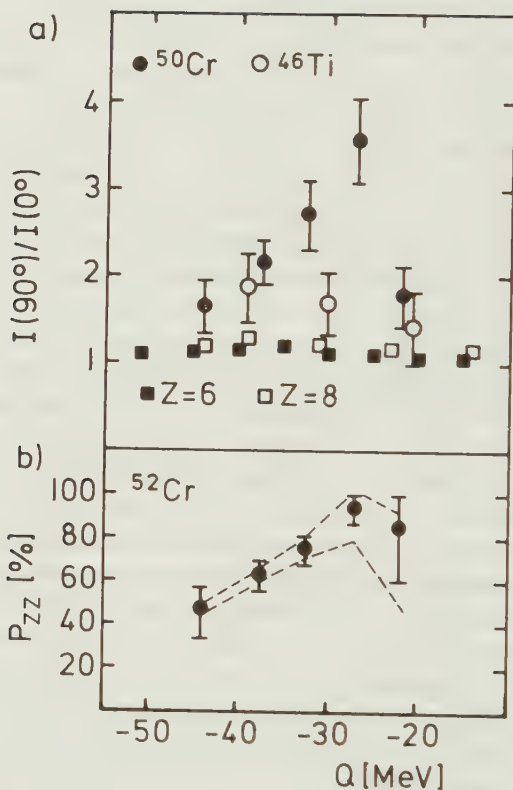


Abb. 31: $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 96.5$ MeV, $\varphi_{\text{EJ}} = 35^\circ$.

- a) Mittlere Anisotropie für gestreckte E2-Kaskaden (Kreise) in ^{50}Cr (voll) und ^{46}Ti (offen) im Z=6- bzw. Z=8-Ausgangskanal in Abhängigkeit vom Reaktions-Q-Wert. Zum Vergleich sind außerdem die Anisotropien des energie-integrierten Gammaspektrums angegeben (Quadrate).
- b) Aus den gemittelten Anisotropien der gestreckten Kaskade in ^{50}Cr berechnetes Alignment der primären ^{52}Cr -Fragmente mit statistischem Fehler. Die gestrichelten Linien geben die für den Mittelwert der Messung berechnete obere und untere Gränze des primären Alignments (vgl. Text).

und Gammazerfall ergibt. Diese ist in Abb.31b als die obere gestrichelte Linie eingezeichnet. Man sieht, daß das Alignment im Bereich der q_e Reaktionen stark von den verwendeten Parametern abhängt, was auf die starke Seitenfütterung bei niedrigen Spins zurückzuführen ist.

Während eine Abnahme des Alignments zu den positiven Q-Werten im Rahmen von semiklassischen Modellen für Transferreaktionen zu verstehen ist (BRI 72), führen diese Überlegungen bei negativeren Q-Werten auf eine hohe Polarisation, da ein Übertrag der Teilchen in der Streuebene mit dem Drehsinn des Reibungsbildes kinematisch am günstigsten ist.

Da im untersuchten System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ das Ejektil im Mittel nur sehr wenig Drehimpuls aufnimmt, bedeutet das beobachtete Wackeln der Drehimpulsvektoren der schweren Fragmente, daß die Reaktionsebenen im Ein- und Ausgangskanal nicht komplanar sind.

Berechnet man das primäre Alignment für das System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ bei der Einschußenergie von 96.5 MeV im Rahmen der Transporttheorie (WOL 79), so ergibt sich für den (Z=6)-Ausgangskanal bei Q=-30 MeV für das Alignment P_{zz} ein Wert von 82 %, was mit dem aus den Messungen bestimmten Wert von $P_{zz} = 85^{+5}_{-8}\%$ gut übereinstimmt. Mit negativer werdendem Q-Wert nimmt jedoch das aus der Theorie berechnete P_{zz} im Gegensatz zum experimentellen $P_{zz} = 45^{+10}_{-14}\%$ bei Q=-45 MeV nur auf 76 % ab. Bei diesen Rechnungen wurde angenommen, daß die Varianz der Projektion der Drehimpulsvektoren auf die drei Achsen des kartesischen Koordinatensystems gleich groß ist. Andere Annahmen führen zu einer geringfügigen Änderung aller Werte für P_{zz} , ändern aber nichts an der, verglichen mit den Experimenten, zu schwachen Abnahme mit negativer werdendem Q-Wert. Theorie und Experiment können nur in Einklang gebracht werden, wenn die Reaktionen mit negativen Q-Werten mit Partialwellen mit niedrigen Relativdrehimpulsen im Eingangskanal verbunden sind. Für Q=-45 MeV müßte der mittlere Drehimpuls im Eingangskanal jedoch 20 $\hbar$ betragen, was mit dem gemessenen hohen mitt-

lenen Fragmentdrehimpuls von $16 \hbar$ in diesem Bereich von Q-Werten nicht vereinbar ist (Kap.5).

Im Rahmen einer einfachen klassischen Betrachtung kann man den Fragmentdrehimpuls in eine ausgerichtete Komponente J_z parallel zur z-Achse und einen isotrop orientierten Anteil J_r zerlegen, dessen Betrag festgehalten wird (DAY 79, Abb.32a):

$$(6.10a) \quad \vec{J}_{\text{tot}} = \vec{J}_z + \vec{J}_r$$

$$(6.10b) \quad |J_r| = \text{konst.}$$

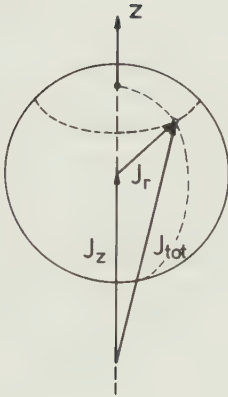
Damit ergibt sich in Abhängigkeit von J_z und J_r das Alignment der Fragmentspins:

$$(6.11) \quad P_{zz} = \frac{3}{2} \left\{ \int_0^{180^\circ} \frac{(J_z + J_r \cdot \cos\theta)^2}{J_z^2 + J_r^2 + 2J_z \cdot J_r \cdot \cos\theta} \sin\theta d\theta \right\} - \frac{1}{2}$$

Aus dem Experiment sind das Alignment P_{zz} und die Größe des Fragmentspins J_{tot} bekannt, sowie die Varianz der Gamma-multiplizität, die man im Rahmen der obigen Betrachtungen mit der Größe der zufälligen Komponente J_r in Verbindung bringen kann. Das Modell des rotierenden Doppelkerns (Kap. 5.3) liefert den Betrag des aus der Relativbewegung in Eigenrotation der Fragmente übertragenen ausgerichteten Drehimpulses J_z . Eine klassische Betrachtung im Rahmen der statistischen Mechanik, die die Kopplung der Rotationsfreiheitsgrade der beiden Fragmente untereinander oder mit den Drehimpuls der Relativbewegung behandelt, liefert für das thermische Gleichgewicht Vorhersagen über die Größe der Varianz der m-Verteilung der Fragmentdrehimpulse (MOF 79).

Im folgenden werden die Daten mit dem Ansatz (6.10ab) analysiert. In der Abb.32b sind die aus der ^{50}Cr -Yrast-Kaskade gewonnenen Werte für den mittleren Drehimpuls und das Alignment der primären ^{52}Cr -Fragmente in der P_{zz} - J_{tot} -Ebene aufgetragen, wobei die dritte Koordinate, der

(a)



(b)

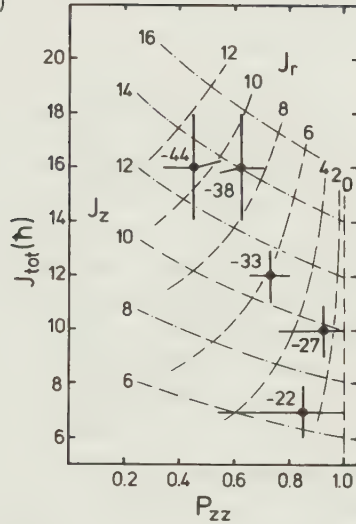


Abb.32: a) Zerlegung des Fragmentspins in eine ausgerichtete J_z und eine zufällig orientierte Komponente J_r mit festem Betrag. b) J_z und J_r für ein bestimmtes P_{zz} und J_{tot} . Meßpunkte mit Fehler sind eingezeichnet für die gestreckte Quadrupolkaskade in ^{50}Cr für verschiedene Q -Werte (in MeV).

Reaktions- Q -Wert, auf die Ebene projiziert ist. Da für ein Wertepaar P_{zz}, J_{tot} im Rahmen des Ansatzes (6.10ab) J_z und J_r festliegen, kann man damit den gemessenen Fragmentdrehimpuls aufteilen.

Betrachtet man die Daten bei den negativsten Q -Werten, erhält man für die ausgerichtete Komponente einen Wert von $13 \pm 2 \hbar$ und die zufällig orientierte von $11 \pm 1 \hbar$. J_z ist damit in guter Übereinstimmung mit den $14 \hbar$, die das Doppelkernmodell vorhersagt. Berechnet man die Komponenten des Drehimpulses senkrecht zur z -Achse ("Wriggling"-, "Tilting"-Mode) im thermischen Gleichgewicht (MOR 79), so ergeben sich für das untersuchte System im Kohlenstoff-Ausgangskanal ungefähr dieselben Werte für das quadratische Mittel der

x- und y-Komponente von etwa $50 \hbar^2$. Aus (6.10ab) ergibt sich:

$$(6.12) \quad \langle J_{x,y,z}^2 \rangle = \frac{3}{2} J_r^2$$

Die Betrachtung im Rahmen der statistischen Mechanik liefert also einen Wert von $9 \hbar$, der nahe bei dem mit (6.10ab) aus den Experimenten bestimmten Wert liegt. Eine Schwäche des einfachen Ansatzes ist sicherlich, daß die Größe des isotrop orientierten Drehimpulses als konstant angenommen wird, was zu einer unrealistischen Abhängigkeit des Alignments vom Betrag des Drehimpulses J_{tot} führt. Man sollte J_r daher als den Mittelwert einer unbekannten Verteilung ansehen. Da der Ansatz (6.10ab) auch die Breite der Spinverteilung gut wiedergibt (Kap. 5.4), gibt er den Rahmen für eine konsistente Betrachtung aller Daten für den Restkern, die zu Ergebnissen führt, die mit den Vorhersagen einfacher Modelle gut übereinstimmen.

6.2.4 Vergleich mit Teilchenexperimenten

Der bekannte Drehimpuls L der Gammastrahlung aus einem diskreten Übergang ist ein wesentlicher Vorteil bei der Interpretation von Teilchen-Gamma- verglichen mit Teilchen-Teilchen-Korrelationsmessungen. Bei diesen muß die Verteilung der Drehimpulse aus Modellen entnommen werden. Da für Gammas die Multipolarität im allgemeinen kleiner als drei ist und damit $L \ll J_{\text{pr}}$ gilt, muß man bei der Umrechnung der Anisotropie in das primäre Alignment den Anfangsspin nur ungefähr kennen.

Für Neutronen ist der mittlere Bahndrehimpuls zwar auch klein, doch sind die zu erwartenden Anisotropien kleiner als bei den Gammas ($\sim 10 \%$) und damit sehr schwer zu messen. Die in EYA 78 aus der beobachteten Isotropie der Neutronen-Ejektil-Winkelkorrelation gezogenen Schlußfolgerungen müssen in weiteren Experimenten bestätigt werden. Bei Alphateilchen- und Spaltfragment-Korrelationsexperimenten (HO 77, DYE 77, HAR 79) hängen der primäre Spin und das Alignment empfind-

lich voneinander ab. Die kinematische Transformation dieser Teilchenreaktionen vom Labor- in das Schwerpunktsystem ist schwierig, und insbesondere bei kinematisch unvollständigen Experimenten können die möglichen Unsicherheiten das Ergebnis wesentlich beeinflussen. In die quantitative Analyse der Spaltfragmentkorrelationen gehen unsichere Modellannahmen ein.

Ein Nachteil der Gammamethode sind die deorientierenden Effekte des Teilchen- und Prä-Yrast-Gammazerfalls. Hier kann man aber solche Fälle auswählen, bei denen der Teilchenzerfall - am besten nur Neutronen - das primäre Alignment nur wenig stört. Der Einfluß der Hyperfeinwechselwirkung ist klein, wenn die Fütterungszeiten und Lebensdauern für die Zustände in der Yrastlinie klein genug sind ($\lesssim$ einige ps). Ein weiterer Nachteil ist die geringe Sensitivität der Gammawinkelverteilung auf nicht-diagonale Elemente in der Dichtematrix, falls die Drehimpulse der Fragmente um die Streunormale "wackeln".

Generell ist bei Korrelationsexperimenten darauf zu achten, inwieweit der betrachtete Ausgangskanal für die Gesamtheit von Reaktionsprozessen repräsentativ ist.

7. AUSBLICK

In der vorliegenden Arbeit wurde für das System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ bei einer Einschußenergie von 96.5 MeV und einem Streuwinkel von 35° die Gammastrahlung aus den Reaktionsprodukten in Koinkidenz zu den Ejektilen beobachtet. Es wurde gezeigt, daß man daraus Einblick in den Reaktionsmechanismus gewinnen kann, wie z.B. dessen Zweikörpercharakter, die Größe und Orientierung der Spins beider Fragmente.

Auf der Grundlage des hier behandelten Formalismus, aus den Meßgrößen die interessierenden Größen zu bestimmen, kann man systematische Untersuchungen durchführen. So wäre es von großem Interesse, das Alignment der Fragmentspins über einen weiteren Bereich von Q-Werten zu studieren. In schweren Systemen besteht ebenfalls der Widerspruch zwischen dem aus der Anisotropie der energie-integrierten Gammastrahlung geschlossenen starken Dealignment und der sehr guten Ausrichtung, die aus der Beobachtung der Fragmente aus der sequentiellen Spaltung gewonnen wurde. Ob allerdings ein Studium diskreter Gammaübergänge dort wegen der zu erwartenden zahlreichen Gammalinien aus den Fragmenten möglich ist, ist noch offen.

Es gibt experimentelle Hinweise und theoretische Überlegungen, daß bei höheren Einschußenergien von etwa 15 MeV pro Nukleon der Hauptanteil vom Wirkungsquerschnitt von den stark einsetzenden Fragmentierungsprozessen eingenommen wird (SIW 79). Dies kann man in der Gegend von Kernen, die auch bei hohen Anregungsenergien und Drehimpulsen nur Neutronen abdampfen, aus der Beobachtung der diskreten Gammaübergänge in den Restkernen in Koinkidenz zu einer bestimmten Ejektilsorte sofort erkennen.

Ein systematisches Studium der Ejektilanregung könnte noch weitere wichtige Informationen über den Mechanismus der ^{48}Ti Reaktionen in stark asymmetrischen Systemen geben.

Dies sind nur einige Beispiele dafür, wie man aus der Beobachtung diskreter Gammaübergänge in den Fragmenten

Aufschlüsse über aktuelle Fragen zum Mechanismus der t_i Reaktionen gewinnen kann.

Wenn man weiß, daß die Fragmentspins in den untersuchten Systemen nach einer t_i Reaktion gut ausgerichtet sind, kann man den umgekehrten Weg gehen, der in der vorliegenden Arbeit eingeschlagen wurde, und aus Winkelverteilungsmessungen Rückschlüsse auf die Struktur der am Gammazerfall beteiligten Kernzustände oder die Multipolarität der Gammastrahlung ziehen.

So kann man aus der gemessenen Anisotropie der Kontinuumstrahlung im Rahmen eines statistischen Modells das Mischungsverhältnis von Dipol- und Quadrupolstrahlung bestimmen. Für $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ ergibt sich aus der Anisotropie $R=0.95$ im Kohlenstoff-Ausgangskanal ein Intensitätsverhältnis von etwa 70 % Dipol- und 30 % Quadrupolstrahlung, wenn man annimmt, daß der Zerfall unter statistischen Bedingungen abläuft und die Rechnung mit Standardparametern durchführt. Falls ein Teil der Quadrupolstrahlung aus gestreckten E2-Kaskaden stammt, die parallel zur Yrastlinie im Kontinuum verlaufen, so sind die 30 % eine obere Grenze für den Quadrupolanteil.

Für diskrete Übergänge kann man den Spin des Anfangs- oder Endzustandes oder den Mischungsparameter bestimmen. Ein Beispiel dazu ist der Gammaübergang mit der Energie 927 keV in ^{51}Cr , der im System $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ im (Z=6)-Ausgangskanal beobachtet wird. Aus den bisherigen Experimenten war der Anfangsspin zu $(17/2, 15/2)^-$ bestimmt worden. Die hier gemessene Anisotropie von 0.28 ± 0.06 scheidet die Spinzunordnung $15/2^-$ aus, da die minimale Anisotropie für beliebiges $\mathcal{J}$ bei vollständigem Alignment 0.44 ist. Die Zuordnung $J^\pi=17/2^-$ ist mit den Erwartungen verträglich und es ergibt sich der Mischungsparameter zu $\mathcal{J}=0.2$ oder $\mathcal{J}=2$ (Phasenkonvention nach STE 75).

Anhang A: WINKELVERTEILUNG DER GAMMASTRAHLUNG

A1 (L,M)-Multipolstrahlung

Die Intensität der (L,M)-Multipolstrahlung hängt nur vom Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und der Quantisierungsachse ab. Sie ist spiegelsymmetrisch zu einer Ebene senkrecht zur z-Achse, also für $\pm M$ identisch. Zweckmäßig ist es, die Winkelverteilung nach Legendrepolynomen zu entwickeln:

$$(A\ 1) \quad W^{L,M}(\theta) = \sum_{K=0}^{2L} A_K^{L,M} P_K(\cos\theta)$$

Für Dipol,- Quadrupol- und Oktupolstrahlung ist diese Entwicklung, sowie die Intensität unter 0° und 90° in Tab.A1 zu finden. Dabei ist der Koeffizient $A_0=1$, d.h., die Normierung von $W(\theta)$ beträgt:

$$(A\ 1a) \quad \int_{\Omega} W^{L,M}(\theta) d\theta = 4\pi$$

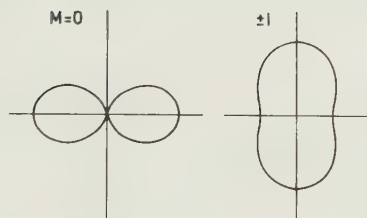
Die Intensitätsverteilung $W^{L,M}(\theta)$ in einer Ebene, welche die Quantisierungsachse enthält, findet man in Abb. A1.

Tabelle A1:

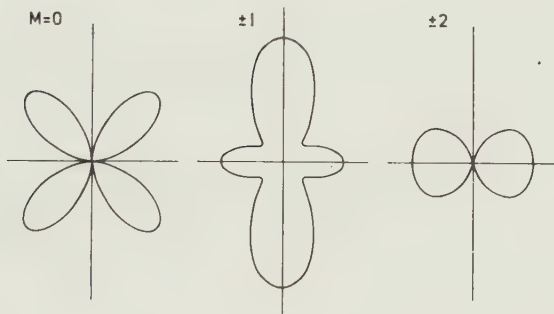
Winkelverteilung $W^{L,M}(\theta)$ der (L,M)-Multipolstrahlung ($L \leq 3$), entwickelt nach Legendrepolynomen $P_K = P_K(\cos\theta)$

L	M	$W(\theta)$	$W(0^\circ)$	$W(90^\circ)$
1	± 1	$1 + 1/2 P_2$	1.5	0.75
1	0	$1 - P_2$	0	1.5
2	± 2	$1 - 5/7 P_2 - 2/7 P_4$	0	1.25
2	± 1	$1 + 5/14 P_2 + 8/7 P_4$	2.5	1.25
2	0	$1 + 5/7 P_2 - 12/7 P_4$	0	0
3	± 3	$1 - 5/4 P_2 + 3/22 P_4 + 5/44 P_6$	0	1.64
3	± 2	$1 - 7/22 P_4 - 15/22 P_6$	0	1.09
3	± 1	$1 + 3/4 P_2 + 1/22 P_4 + 75/44 P_6$	3.5	0.11
3	0	$1 + P_2 + 3/11 P_4 - 25/11 P_6$	0	1.31

$L=1$



$L=2$



$L=3$

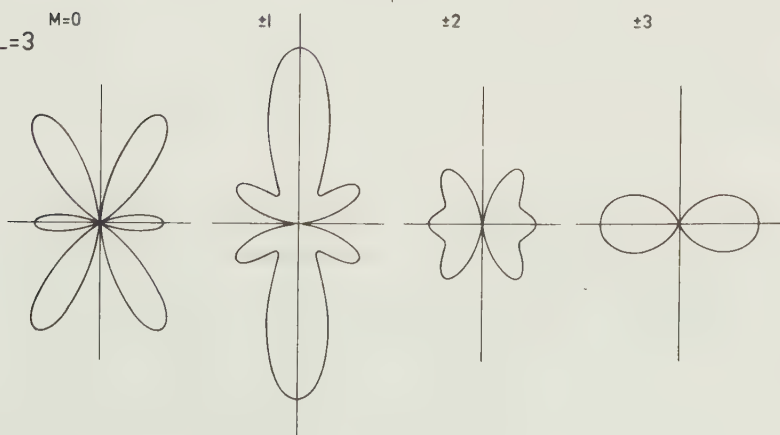


Abb.A1: Winkelverteilung für (L,M) -Multipolstrahlung

A2 Gammaübergang $J_1 \rightarrow 0$, axialsymmetrischer Gammazähler

Die Winkelverteilung eines Gammaüberganges von einem Zustand (J_1, m_1) , wobei J_1 der Spin, m_1 dessen Projektion auf die Quantisierungsachse ist, in einen Zustand mit Spin 0 ist gleich der Winkelverteilung der $(L=J_1, M=m_1)$ -Multipolstrahlung.

Beobachtet man die Winkelverteilung der Gammastrahlung aus einem diskreten Übergang mit einem Detektor, der axialsymmetrisch bezüglich der gewählten Quantisierungsachse ist (vgl. Abb.16), so hängt die gemessene Intensität nur vom Winkel zwischen dem Detektor und der Quantisierungsachse ab. (Der Beweis dieser Behauptung ergibt sich aus der fundamentalen Beziehung (6.2) nach Entwicklung von ρ und ϵ nach sphärischen Tensoren, da nach Voraussetzung die ϵ_{KQ} für $Q \neq 0$ verschwinden.)

Für einen Gammaübergang $(J_1 \rightarrow 0)$ kann man in diesem Fall die Winkelverteilung der Gammastrahlung in einfacher Weise in die Multipolkomponenten des 2^L -Pol-Strahlungsfeldes $(L=J_1)$ zerlegen:

$$(A\ 2) \quad W(\theta) = \sum_{m=-L}^L P(m) W^{L,M}(\theta) \mathcal{J}_{m,M}$$

Die Populationsparameter $P(m)$ sind, wie üblich, auf Eins normiert:

$$(A\ 2a) \quad \sum_m P(m) = 1$$

Die Besetzungswahrscheinlichkeit für einen Unterzustand mit magnetischer Quantenzahl m eines Zustandes mit Spin J beträgt dann pro Reaktion $e(J) \cdot P(m)$, wobei $e(J)$ die Anregungswahrscheinlichkeit des Zustandes mit Spin J pro Reaktionsprozeß ist.

Die Wahrscheinlichkeit $I_Y(\theta)$, daß pro Reaktion ein Gamma in Richtung θ emittiert wird, beträgt:

$$(A\ 3) \quad I_Y(\theta) = e(J) \sum_{m=-J}^{+J} P(m) \cdot W^{J,m}(\theta)$$

Da sich die Winkelverteilung bei Vertauschen von $+m$ und $-m$ nicht ändert, kann man $\pm m$ durch $|m|$ ersetzen:

$$(A\ 3a) \quad I_Y(\theta) = e(J) \sum_{m=0}^{+J} P(|m|) \cdot W^{J, |m|}(\theta)$$

wobei $P(|m|)$ definiert ist als

$$(A\ 3b) \quad P(|m|) = P(+m) + P(-m)$$

Für die senkrechte ($\theta=0^\circ$) bzw. ebene ($\theta=90^\circ$) Geometrie gilt damit:

$$(A\ 4) \quad I_{Y_{90^\circ}}(0^\circ) = e(J) \sum_{m=0}^J P(|m|) \cdot W^{J, |m|}(0^\circ)$$

Die vom Kern emittierte Intensität unter 0° im bewegten System ist nicht gleich der im Laborsystem unter 0° gemessenen. Die relativistische Winkelkorrektur beträgt etwa 5° (Anhang B1) für die Ejektile in den hier untersuchten Systemen. Den endlichen Raumwinkel des Gammazählers kann man bei den beobachteten Anisotropien $R \lesssim 3$ vernachlässigen. Aus den beiden Beziehungen (A 4) und den Intensitäten der Komponenten des Dipolstrahlungsfeldes (Tab. A1) erhält man für einen Zustand mit Spin 1 die Anregungswahrscheinlichkeit aus den gemessenen Intensitäten $I_Y(\theta)$ unter 0° und 90° :

$$(A\ 5) \quad e(1) = \frac{1}{3} \{2I_Y(90^\circ) + I_Y(0^\circ)\}$$

Für Quadrupolstrahlung liefert nur die ($M=\pm 1$)-Komponente eine Intensität senkrecht zur Streuebene, d.h., $I_Y(0^\circ)$ liefert direkt die Besetzungswahrscheinlichkeit $e(2) \cdot P(|1|)$ der $m=\pm 1$ -Subzustände des Anfangszustandes mit Spin 2. Für die drei weiteren Unbekannten $e(2)$, $P(|2|)$ und $P(|0|)$, gibt es nur noch zwei Gleichungen. (Die $M=0$ -Komponente des Quadrupolstrahlungsfeldes besitzt sowohl unter 0° wie unter 90° keine Intensität, so daß die vorliegenden Messungen auf $P(0)$ nicht sensitiv sind.)

Durch eine zusätzliche Annahme kann man die fehlende Gleichung gewinnen:

$$(A\ 6a) \quad P(0) = \frac{1}{4} (P(|2|) + P(|1|)) \quad (\text{Gleichverteilung})$$

Oder:

$$(A\ 6b) \quad P(0) = 0 \quad (\text{stark ausgerichtetes System})$$

Diese beiden extremen Annahmen führen zu

$$(A\ 6c) \quad e(2) = I_Y(90^\circ)$$

$$(A\ 6d) \quad e(2) = \frac{4}{5} I_Y(90^\circ)$$

Besitzt der Anfangszustand Spin 3, so ergibt es eine weitere Unbekannte, $P(|3|)$. Man kann jedoch hier durch das folgende Vorgehen die Anregungswahrscheinlichkeit aus $I_Y(0^\circ)$ und $I_Y(90^\circ)$ mit einem maximalen Fehler von ca. 20 % bestimmen:

$$(A\ 7a) \quad P(|1|) \cdot e(3) = I_Y(0^\circ) / 3.5$$

Die Intensitäten der Komponenten mit $M=\pm 3, \pm 2, 0$ in der Streuebene (1.64, 1.09, 1.31) werden durch den (gewichteten) Mittelwert 1.35 ersetzt:

$$(A\ 7b) \quad I_Y(90^\circ) = e(3) \cdot 1.35 \{P(|3|) + P(|2|) + P(0)\} + 0.11 \cdot P(|1|) \cdot e(3)$$

Aus (A 7a) und (A 7b) ergibt sich zusammen mit der Normierungsbedingung für die $P(m)$

$$(A\ 7c) \quad e(3) = 0.74 \{I_Y(90^\circ) + 0.26 I_Y(0^\circ)\}$$

A3 Ausgerichtetes System, endlicher Raumwinkel des Zählers

Gamma-spektroskopie wurde bisher vorwiegend in der Fusionsgeometrie betrieben, d.h., die Spins der Restkerne stehen senkrecht zur Strahlachse, die sich hier als Quantisierungsachse anbietet, d.h., $P(m=0) = 1$. Damit sind bei hohen Primärspins maximal Intensitätsunterschiede für die Gamma-

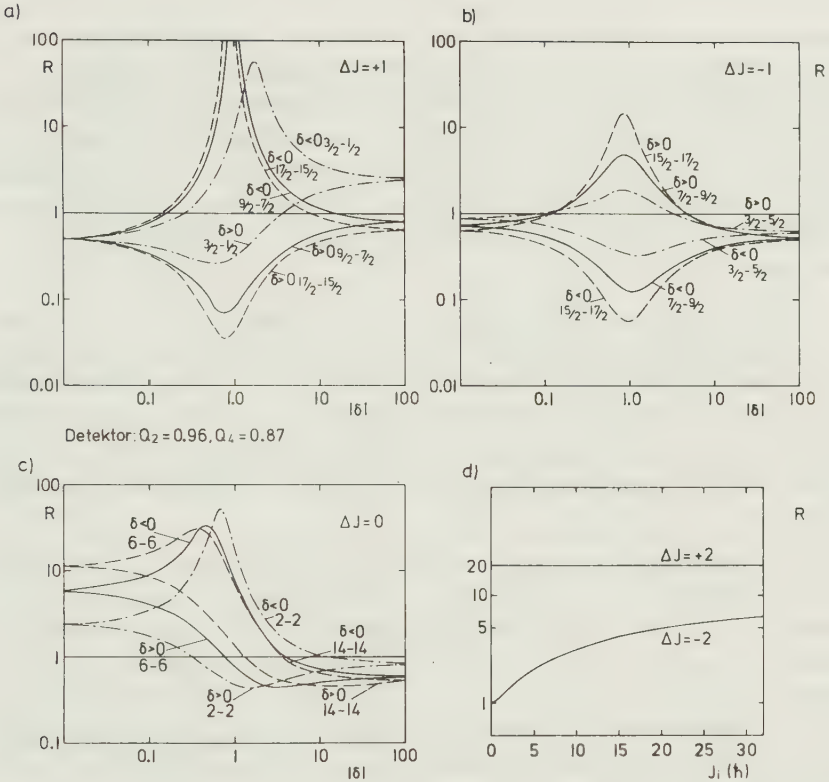


Abb.A2: Anisotropie $R = I(90^\circ)/I(0^\circ)$ bei vollständig ausgerichtetem Anfangszustand J_i ($\Delta J = J_i - J_f$) in Abhängigkeit von $\mathcal{J}$ für $(L, L') = (2, 1)$ für ausgewählte Spins (a,b,c), sowie für Quadrupolübergänge (d) in Abhängigkeit vom Spin des Anfangszustandes für die Meßgeometrie mit $Q_2 = 0.96, Q_4 = 0.87$. Jede Kurve in a,b,c besteht aus zwei Ästen mit $\mathcal{J} > 0$ bzw. $\mathcal{J} < 0$ (Phasenkonvention nach STE 75).

strahlung von einigen 10 % möglich. Bei t_i Reaktionen kann man Systeme präparieren, die stark bezüglich der Streunormalen polarisiert sind (LAU 78) und dies führt zu großen Anisotropien der Gammastrahlung aus diskreten Übergängen. Die Anisotropien in Abb.A2 sind für die Geometrie bei den vorliegenden Messungen (vgl. folgender Abschnitt) mit dem Programm ANGDIS (RIE 74) berechnet. Sie gelten für alle Systeme mit

$$(A\ 8) \quad P(m=J_i) + P(m=-J_i) = 1$$

Die Abschwächung der Anisotropie der Winkelverteilung durch den endlichen Raumwinkel des Gammazählers, der Zylindersymmetrie

bezüglich der Beobachtungsrichtung besitzt, berücksichtigt man durch Faktoren Q_K ($Q_K \leq 1$) in der Entwicklung nach Legendrepoly-nomen. Im spektroskopierten Bereich von Gammaenergien ($E_\gamma \leq 500$ keV) sind die Q-Faktoren beim gewählten großen Abstand des Kristalls vom Target (8 cm) in guter Näherung unabhängig von der Gammaenergie. Für alle Übergänge wurden die aus den in CAM 69 tabellierten Werte für $E_\gamma = 1$ MeV bestimmten Q-Faktoren $Q_2 = 0.96$ und $Q_4 = 0.87$ genommen.

Der endliche Öffnungswinkel des Teilchenzählers von $\pm 5^\circ$ bei einem mittleren Winkel von 35° relativ zur Strahlachse hat nur einen vernachlässigbar kleinen Einfluß auf die beobachteten Anisotropien $R \leq 4$. Bei vollständigem Alignment P_{zz} des Anfangszustandes ergibt sich bei einem gestreckten Quadrupolübergang eine Beimischung einer ($M=1$)-Komponente mit einer relativen Intensität von weniger als 2 %.

In der einzigen bisher veröffentlichten Arbeit zur Teilchen-Gamma-Winkelkorrelation diskreter Gammaübergänge nach ti Reaktionen (VAN 77) wird behauptet, daß die gemessenen Anisotropien für gestreckte Quadrupolübergänge von $\sim 2:1$ ein vollständiges Alignment implizieren. Die Q_K -Werte für die senkrechte Geometrie werden zu $Q_2 = 0.99$ und $Q_4 = 0.97$ angegeben. Mit (6.9) ergibt sich damit für einen gestreckten Quadrupolübergang eine Anisotropie $R=80$. Nach Abb.30a impliziert der gemessene Wert von $\sim 2:1$ lediglich eine untere Grenze von etwa 55 % für P_{zz} .

A4 Verschlechterung der Spinorientierung

A4.1 Gamma- und Teilchenzerfall

Für eine gestreckte Gammakaskade (d.h. $\Delta J=L$ für alle Übergänge) ist die Winkelverteilung für alle Übergänge derselben Multipolarität gleich (WEN 53), und P_z und P_{zz} sind für alle Zustände gleich.

Dagegen wird auch beim gestreckten Zerfall die ursprüngliche Form der m-Verteilung (Gaußsch, exponentiell, dreiecksförmig usw.) zerstört, so daß die Breite der Verteilung keine geeignete Größe bei der Beschreibung der Änderung der Spinorientierung der Zustände bei Kaskadenzerfall ist.

Nicht gestreckte Gammazerfälle, die vor allem beim statistischen Prä-Yrast-Gammazerfall auftreten, führen zu einer Verschlechterung der Spinorientierung. Auch hier besitzt das Alignment P_{zz} eine bemerkenswerte Eigenschaft: Die relative Verschlechterung

$$(A\ 9a) \quad \Delta P_{zz}/P_{zz}(J_i) = (P_{zz}(J_i) - P_{zz}(J_f))/P_{zz}(J_i)$$

ist unabhängig von der Form der m-Verteilung des Anfangszustandes und dessen Alignment $P_{zz}(J_i)$, sondern hängt bei festem J_f, L, L' nur vom Anfangsspin J_i ab (Abb.A3):

$$(A\ 9b) \quad \Delta P_{zz}/P_{zz}(J_i) = f_2(LL'J_iJ_f)$$

f_2 hängt mit den in der Literatur (z.B. MOR 76) tabellierten U_2 -Koeffizienten über folgende Beziehung zusammen:

$$(A\ 9c) \quad f_2(LL'J_iJ_f) = 1 - U_2(LL'J_iJ_f)\tilde{f}_2(J_iJ_f)$$

$$(A\ 9d) \quad \tilde{f}_2(J_iJ_f) = \left\{ \frac{J_f(2J_f-1)(J_i+1)(2J_i+3)}{J_i(2J_i-1)(J_f+1)(2J_f+3)} \right\}^{1/2}$$

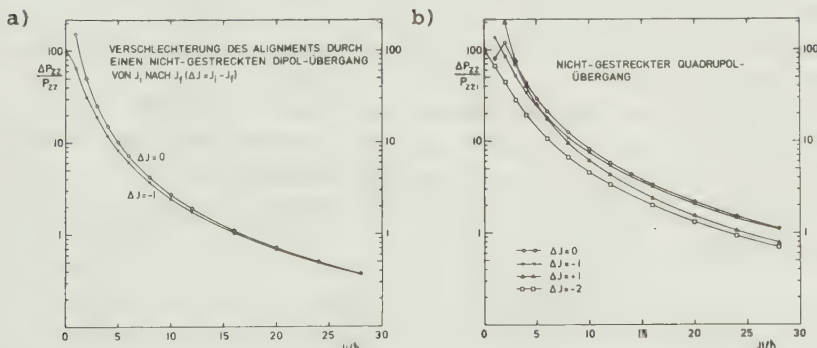


Abb.A3: Relative Verschlechterung des Alignments bei einem nicht gestreckten Gammaübergang in Abhängigkeit vom Spin J_i des Anfangszustandes für die verschiedenen Werte $\Delta J = J_i - J_f$.

(a) Dipol-Gammaübergang, (b) Quadrupol-Gammaübergang

Diese Eigenschaften des Alignments P_{zz} ergeben sich unmittelbar aus den entsprechenden Eigenschaften des statistischen Tensors ρ_2 , die in der Literatur bewiesen werden (MOR 76), da zwischen dem Alignment $P_{zz}(J)$ und dem zweiten Moment der Multipolentwicklung der Dichtematrix eines axialsymmetrischen Systems mit Spin J , $\rho_2(J)$, eine eindeutige Beziehung besteht:

$$(A 10) \quad P_{zz}(J) = \rho_2(J) \cdot \left\{ \frac{5J(2J-1)}{(J+1)(2J+1)(2J+3)} \right\}^{-1/2}$$

Den Verlust an Alignment bei der Teilchenemission kann man im Rahmen des statistischen Modells berechnen. Die Wahrscheinlichkeit $p(LMJ_1 m_1, J_f)$ für die Emission eines Teilchens mit Bahndrehimpuls L, M aus einem Kern mit Anregungsenergie E_1 und Drehimpuls J_1, m_1 beträgt

$$(A 11) \quad p(LMJ_1 m_1, J_f) \propto |\langle J_1 L m_1 M | J_f m_f \rangle|^2 \cdot \rho \cdot (J_f) \cdot T_L(E_f)$$

J_f ist der Gesamtdrehimpuls des Kerns nach der Emission des Teilchens. m_1, M und m_f sind die Projektionen von J_1, L und J_f auf die Quantisierungsachse. ρ ist die Niveaudichte für Kernzustände mit Spin J_f bei der Anregungsenergie E_f . Betrachtet man die Evaporation eines Teilchens mit fester kinetischer Energie und festem Bahndrehimpuls, so hängt die relative Wahrscheinlichkeit für die erlaubten Zerfälle mit $|J_1 - L| \leq J_f \leq |J_1 + L|$ nur von dem Quadrat des Clebsch-Gordan-Koeffizienten in (A 11) und der relativen Niveaudichte der Zustände mit Spin J_f bei konstanter Anregungsenergie E_f ab. Die Spinabhängigkeit der Niveaudichte wurde mit der Formel ($E \gg E_J$)

$$(A 11a) \quad \rho(E, J) \propto (2J+1)^{-2} (E+\Delta)^{-2} \exp\{4a(E-E_J+\Delta)\}^{1/2}$$

berechnet (NEW 74).

$$(A 11b) \quad E_J = \hbar^2 (2\theta)^{-1} J(J+1), \text{ Rotationsenergie für Spin } J,$$

a =Niveaudichteparameter, Δ =Paarungsenergie. θ ist das Trägheitsmoment des Kerns mit Anregungsenergie E und Spin J .

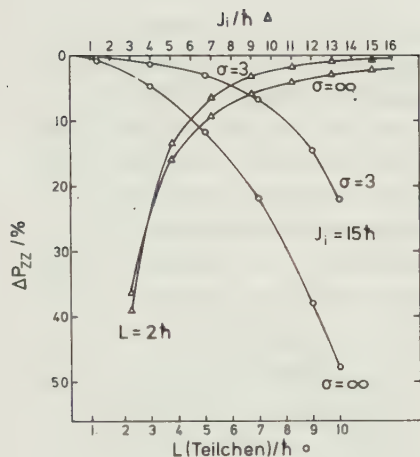


Abb. A4:

Verlust an Alignment durch Teilchenevaporation bei vollständig ausgerichtetem Anfangszustand. Bei den beiden Kurven mit den offenen Dreiecken variiert der Spin des Anfangszustandes bei festgehaltenem Bahndrehimpuls $L=2\pi$ des evaporierten Teilchens. Bei dem Kurvenpaar mit den offenen Kreisen ist der Anfangsspin $J_1=15\pi$ festgehalten und der Bahndrehimpuls des evaporierten Teilchens variiert.

Das Verhältnis der Niveaudichten bei Spin J und $J+1$ bei derselben Anregungsenergie E hängt in diesem Modell vor allem vom Trägheitsmoment des Kerns ab. Ein höheres Trägheitsmoment macht das Verhältnis kleiner, so daß bei sonst festgehaltenen Bedingungen der Anteil der gestreckten Zerfälle, die das Alignment erhalten, kleiner wird.

Der Verlust an Alignment ΔP_{zz} wurde zunächst unter der ungünstigen Bedingung $E_J=0$ bei beliebigem Spin J (d. h., unendlich großes Trägheitsmoment, bzw. unendlich großer Spin-Cutoff-Parameter σ) und mit einem realistischen Wert für das Trägheitsmoment ($\sigma=3$, starrer Rotator) berechnet. Man sieht (Abb. A4), daß Neutronen, die in den untersuchten Systemen typisch Bahndrehimpulse von 2π haben, bei Spins, die größer als 8π sind, das Alignment nur sehr wenig beeinflussen können. Die Emission von Alphateilchen dagegen, deren Bahndrehimpulse 8π und mehr betragen können, hat schon bei einem Spin $J_1=15\pi$ eine spürbare Auswirkung auf das Alignment.

A4.2 Hyperfein-Wechselwirkung

Bei langen Lebensdauern ($\sim$ wenige ps) für die Gamma-Übergänge in den Restkernen kann die Winkelverteilung der Gammastrahlung durch die Wechselwirkung vor allem des magnetischen Dipolmoments des Korns mit einem äußeren Magnetfeld ausgeschmiert werden. Bei der Auswertung der vorliegenden Messungen wurde dieser Effekt vernachlässigt, da die Fütterungszeiten (HEL 78) und die Lebensdauern für die Yrastzustände im allgemeinen klein sind ($\sim$ 5 ps, KUT 77) und ein wesentlicher Teil der Restkerne im Target zerfällt.

Für den ($2^+ - 0^+$)-Übergang in ^{48}Ti ($\tau = (5.9 \pm 0.4)$ ps) - der im Z=6-, Z=7- und Z=8-Ausgangskanal beobachtet wird - wird dies näher ausgeführt. Für die relevanten Reaktions-Q-Werte ($Q > -50$ MeV) betragen die kinetischen Energien etwa 10 MeV (vgl. Abb.B1), d.h., die Rückstoßgeschwindigkeiten sind ungefähr gleich. Damit herrschen für alle Q-Werte dieselben Bedingungen, und die Hyperfein-Wechselwirkung kann keine Abhängigkeit der gemessenen Winkelverteilung vom Reaktions-Q-Wert erzeugen. Die Abschwächung der Gammawinkelverteilung wird in der Formel (6.9) durch die Abschwächungskoeffizienten G_K ($G_K \leq 1$) berücksichtigt:

$$(A\ 12) \quad W(\theta) = \sum_K A_K \cdot Q_K \cdot G_K \cdot P_K(\cos\theta)$$

Durch Interpolation von Messungen für den 2^+ -Zustand im ^{48}Ti (LES 72) ergibt sich für ein dünnes Target, d.h., der Restkern fliegt unmittelbar nach der Reaktion ins Vakuum, bei einer kinetischen Energie von 10 MeV:

$$G_2 = 0.9 \pm 0.08, \quad G_4 = 0.73 \pm 0.08$$

Damit ändern sich bei vorgegebener Anisotropie die berechneten Werte für das primäre Alignment um weniger als 10 % (Abb.30a). Dieser Wert ist beim vorliegenden Experiment eine obere Grenze für die Verschlechterung des Alignments durch die Hyperfein-Wechselwirkung (falls die Fütterungszeit für den 2^+ -Zustand sehr klein ist), da wegen der vergleichsweise großen Dicke der Targets (vgl. Tab.1) die Restkerne größtenteils nach ein bis zwei Pikosekunden im

Target gestoppt werden. Durch Schrägstellen der Targets in Richtung der mittleren Flugrichtung der Restkerne nach der Reaktion wurde der Bruchteil der im Target zur Ruhe kommenden Restkerne möglichst groß gemacht. Während des Fluges im Target ist die Korrelationszeit τ_c , d.h., die mittlere Zeit zwischen zwei Änderungen der Richtung des äußeren Magnetfeldes am Kernort, wegen der ständigen Veränderungen in der Elektronenhülle des Ions beim Flug durch Materie sehr kurz. Die Relaxationszeit für das Spinalignment ist umgekehrt proportional zu τ_c (vgl. MOR 76), d.h., beim Flug im Target wird die Winkelverteilung der Gammastrahlung weniger gestört als beim Flug im Vakuum. Nachdem das Ion im Target gestoppt ist, werden die Leerstellen in den inneren Schalen sehr schnell durch Augerübergänge und in den äußeren Schalen durch Leitungselektronen aufgefüllt. Die experimentellen Befunde deuten auf Relaxationszeiten für die Spinorientierung hin, die wesentlich länger als die Lebensdauer der Yrastzustände der gestoppten Ionen in den untersuchten Systemen sind.

Umgekehrt kann man aus den hohen P_{zz} -Werten, die sich in vielen Fällen aus den gemessenen Anisotropien ergeben, folgern, daß die Relaxationszeiten für die Kernspinorientierung unter den gegebenen Bedingungen wesentlich größer als einige Pikosekunden sein müssen: In keinem Ausgangskanal gibt es eine signifikante Abhängigkeit der gemessenen Anisotropie diskreter Quadrupolübergänge von den Lebensdauern der Anfangszustände, wobei τ etwa zwischen 0.1 und 50 ps variiert.

A5 Allgemeiner Fall

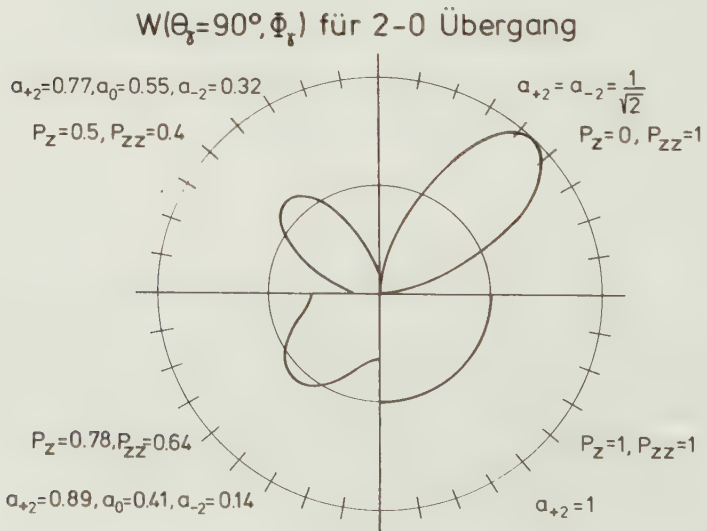
Die Formeln (6.4) für die Winkelverteilung der Gammastrahlung aus einem (2-0)-Übergang in der Äquatorebene senkrecht zur Quantisierungsachse vereinfachen sich bei inelastischer Anregung in einem Einstufenprozeß bei Projektil- und Targetspin O^+ , da die Besetzung der Unterzustände $m=\pm 1$ aufgrund der Reflexionssymmetrie des Systems verboten ist (BOH 59):

$$(A12) \quad W(\theta_{\gamma}=90^{\circ}, \phi_{\gamma}) = \frac{5}{16\pi} (|a_2|^2 |a_{-2}|^2 - 2|a_2||a_{-2}| \cdot \cos(4\phi_{\gamma} + \phi_0))$$

Für $^{16}\text{O} + ^{56}\text{Fe}$ konnten aus der gemessenen Winkelkorrelation des $(2^+ - 0^+)$ -Gammaüberganges im Restkern die Beträge der Amplituden und die Relativphasen für die magnetischen Unterzustände des 2^+ -Zustandes bestimmt werden und damit Aufschlüsse über den Reaktionsmechanismus gewonnen werden (STE 74). Die dominante Besetzung des Subzustandes mit $m=-2$ bei reiner Coulombwechselwirkung mußte aus der Theorie entnommen werden, da die Winkelverteilung der Gammastrahlung keine Informationen über das Vorzeichen von P_z gibt.

Aus der Abb. A5 kann man sehen, wie sensitiv die Winkelverteilung auf die Besetzung interferenzfähiger m -Unterzustände reagiert. Die Phase ϕ_0 ist o. B. d. A. Null gesetzt. Für die vier Beispiele wird die Winkelverteilung wegen der 90° -Periodizität des $(\cos 4\phi)$ -Terms nur für jeweils einen Quadrant gezeigt.

Abb.A5: Winkelverteilung in der Streuebene für einen $(2-0)$ -Gammaübergang für verschiedene Beträge der Amplituden a_m der magnetischen Unterzustände des Anfangszustandes mit Spin 2.



In einer klassischen Betrachtung erwartet man, daß die hohen Drehimpulse der Fragmente wegen des statistischen Charakters der Wechselwirkung der beiden Reaktionspartner in einer ti Reaktion um die Streunormale wackeln. Im folgenden wird diskutiert, inwieweit die vorliegenden Befunde einer isotropen Winkelverteilung diskreter Übergänge in der Streuebene und die im Vergleich dazu starken Intensitätsunterschiede in Richtung der Streunormalen Auskunft über das Wackeln der Drehimpulse der Fragmente Auskunft geben können.

Dazu wird zunächst angenommen, daß das beobachtete Ensemble von Kernen relativ zu einer Achse z' polarisiert ist, die um einen Winkel δ relativ zur Streunormalen gedreht ist. O.B.d.A. soll dabei die z' -Achse in der (y,z) -Ebene liegen (Abb. A6a). Für die Amplituden a_m der m -Unterzustände bezüglich der Streunormalen gilt für diesen Fall:

$$(A13) \quad a_m = d_{Jm}^J(\delta) = (-1)^{J-m} \left[\frac{(2J)!}{(J+m)! (J-m)!} \right]^{1/2} (\cos \frac{\delta}{2})^{J+m} \cdot (\sin \frac{\delta}{2})^{J-m}$$

Für Spin $J=2$ ist die Anisotropie R und der relative Unterschied IPA der minimalen und maximalen Intensität in der Streuebene für einen $(2-0)$ -Gammaübergang aufgetragen:

$$(A 14) \quad IPA = \frac{W_{\max}(\theta=90^\circ, \phi) - W_{\min}(\theta=90^\circ, \phi)}{\langle W(\theta=90^\circ, \phi) \rangle}$$

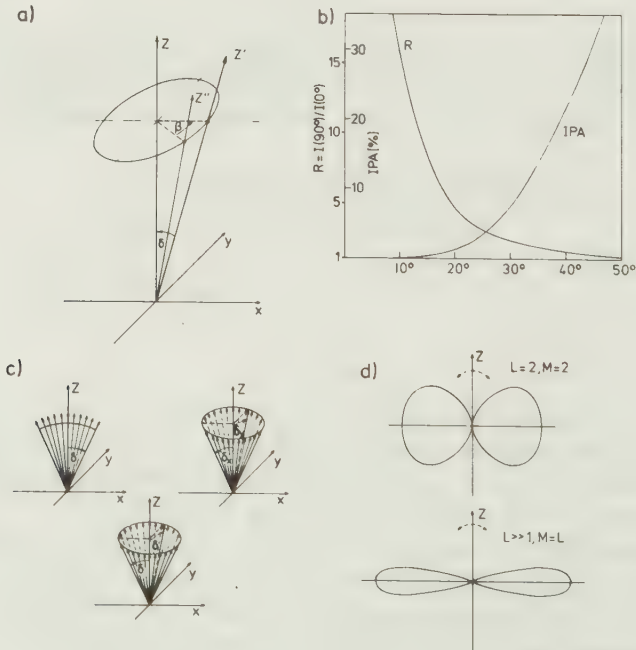
$$(A 15) \quad R = (|a_2|^2 + |a_1|^2 + |a_{-1}|^2 + |a_{-2}|^2) / \{2|a_1|^2 + |a_{-1}|^2\}$$

Die Werte von R und IPA sind für größere Spins $J>2$ bei gleichem Winkel $\mathcal{J}$ gleich groß, wenn der Gammazerfall zum Zustand mit $J=2$ in einer gestreckten Kaskade erfolgt. Man sieht, daß die Winkelverteilung der $(L=2)$ -Gammastrahlung in der Ebene senkrecht zur Quantisierungsachse nicht sehr sensitiv auf eine Schrägstellung der Spinachse ist, wie man anschaulich auch aufgrund der Intensitätsverteilung für $(L=2, M=2)$ erkennen kann (Abb. A6d), im Gegensatz zu den ausgeprägten Winkelverteilungen bei

Spaltfragmentkorrelationen. Hier kann man auch erkennen, daß der Öffnungswinkel des kreisförmigen Teilchenzählers von $\Delta\theta = \pm 5^\circ$ keinen spürbaren Einfluß auf die Winkelverteilung der Gammastrahlung hat (vgl. Anhang A3).

Falls die Fragmentspins der xy-Ebene wackeln (Abb.A6c), sind die Intensitätsunterschiede in der Ebene noch kleiner als bei einer Schrägstellung, da man sich das System aus vielen Subsystemen zusammengesetzt denken kann, deren Drehimpulsvektoren jeweils relativ zu einer Achse polarisiert sind, die gegen die Streunormale geneigt sind. Falls zusätzlich Drehimpulsvektoren nicht in der yz-Ebene liegen, hat die Gammawinkelverteilung für Zerfälle aus diesen Fragmenten in der Streuebene Symmetriewinkel $\phi = \pm 0$.

Abb.A6: Wackeln der Drehimpulsvektoren der Restkerne (vgl. Text).



Die Drehung $z-z''$ ist durch zwei Eulersche Winkel charakterisiert, so daß die Amplituden der m -Unterzustände im xyz -Koordinatensystem einen zusätzlichen Faktor $e^{-im\beta}$ erhalten. Kommen für ein bestimmtes ϕ Winkel β im Intervall $(0^\circ, 360^\circ)$ gleich oft vor (Abb.A6c), so ist die Intensität der Gammastrahlung in der Streuebene isotrop. Die Ursache für die geringe Sensitivität der Gamma-Winkelverteilung in der Streuebene auf ein Wackeln der Spinachse erkennt man aus (A13) und (6.3) : Interferieren können nur Zerfälle aus m -Unterzuständen, deren m -Quantenzahl sich um 2 ($\cos 2\phi$ -Term) oder 4 ($\cos 4\phi$ -Term) unterscheiden. Die jeweiligen Amplituden sind dem Betrag nach für $m'=m-2$ bzw. $m-4$ für kleine Winkel δ um einen Faktor $(\delta/2)^2$ und $(\delta/2)^4$ kleiner.

Anhang B: TRANSFORMATION VOM BEWEGTEN SYSTEM INS LABORSYSTEM

B1 (Raum-)Winkel der Gammazähler

Falls der Gammazähler im Laborsystem unter einem Winkel ϑ_L relativ zur Flugrichtung des emittierenden Kerns steht, beträgt dieser Winkel im System des emittierenden Kerns:

$$(B\ 1) \quad \operatorname{tg} \vartheta_{CM} = \frac{(1-\beta^2)^{1/2} \cdot \sin \vartheta_L}{\cos \vartheta_L - \beta} \approx -\frac{1}{\beta} \quad \text{für } \vartheta_L = 90^\circ, \beta \ll 1$$

$\beta = v/c$, v ist die Geschwindigkeit des Gammaemitters.

Bei der Winkelkorrelation ist zu beachten, daß der Detektor bei der senkrechten Geometrie im System des Ejektils nicht unter 90° steht. Für $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ steht der NaJ-Kristall in der senkrechten Geometrie ca. 5° gegen die Streunormale geneigt, was für eine reine $(L=2, M=2)$ -Multipolstrahlung bei einem Detektor-Q-Faktor nahe bei 1 eine starke Korrektur ergibt. Außerdem wird in ϕ -Richtung nicht mehr vollständig integriert. Da die gemessenen Anisotropien im allgemeinen kleiner als zwei sind und die vorliegenden Messungen für das Ejektil nur eine erste Übersicht geben können, wird dieser Punkt nicht weiter berücksichtigt.

Die Anzahl der Gammas $W'(\vartheta_L)$ pro Einheit des Raumwinkels im Laborsystem und der Anzahl im bewegten System $W(\vartheta_{CM})$ besteht die Beziehung:

$$(B\ 2) \quad W(\vartheta_{CM}) = W'(\vartheta_L) \cdot \underbrace{\frac{(1-\beta \cdot \cos \vartheta_L)^2}{1-\beta^2}}_{K(\vartheta_L, \beta)}$$

Für das schwere Fragment betragen diese Korrekturen maximal einige Prozent (Tab.B1). Für das Ejektil dagegen können sie mehr als 10 % betragen und wurden bei der Auswertung der Daten berücksichtigt.

Tabelle B1: $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 92.6 \text{ MeV}$, $\varphi_{\text{EJ}} = 35^\circ$, $\phi_Y = -142.5^\circ$
 $\theta_Y = 90^\circ$ (vgl. Abb.26). Raumwinkelkorrektur
 $K(\gamma_L, \beta)$ für den Gammazähler bei der Trans-
 formation in das System des emittierenden
 Kerns in Abhängigkeit vom Reaktions-Q-Wert
 für den Kohlenstoff-Ausgangskanal

-Q (MeV)	Emitter:	
	Ejektil	Restkern
-10	1.20	0.974
-30	1.17	0.981
-50	1.12	0.989

B2 Form der Photolinien im Ge(Li)

Da die Lebensdauern der Yrast-Gammaübergänge der Restkerne von derselben Größenordnung wie die Stoppzeiten im Target sind (einige ps) und die Reichweite der Restkerne ungefähr der Targetdicke entspricht, wird die Form der Photolinien durch den Dopplereffekt bestimmt. Eine Bestimmung der Stärke der Photolinien mit einem Standard-Gaußfitprogramm war daher nicht möglich. Um einen Überblick über die Form der einzelnen Photolinien und damit eine Anleitung für die Auswertung der Linienintensitäten zu bekommen, wurde ein Rechenprogramm für Linienformen angefertigt.

Die in einem Detektor registrierte Energie eines Gammaquants in der Photolinie, die von einem relativ zum Laborsystem mit Geschwindigkeit $v(t)$ bewegten Kern emittiert wird, beträgt:

$$(B\ 3) \quad E(\beta(t)) = \frac{E_0}{\gamma(t)(1 - \beta(t) \cdot \cos\phi)}$$

E_0 : Energie des Gammaquants im System des emittierenden Kerns.

$$(B3a) \quad \beta(t) = v(t)/c, \quad \gamma(t) = (1 - \beta(t)^2)^{-1/2}$$

ϕ : Winkel zwischen der Flugrichtung des emittierenden Kerns und der Beobachtungsrichtung.

Die Geschwindigkeit des Kerns $v(t)$ ist zeitabhängig, da er nach der Reaktion beim Flug im Target abgebremst wird. Für eine Gesamtheit von identischen Restkernen ergibt sich für einen Gammaübergang eine Energieverteilung der im Detektor registrierten Quanten, die für eine gegebene Reaktion (φ_3, m_3, Q) von der Beobachtungsrichtung der Gammas, von der Lebensdauer für den Gammazerfall, von der Dicke der Targetschicht, die der Restkern durchläuft, vom spezifischen Energieverlust des Rückstoßkerns im Target und von der relativen Photo-Nachweiswahrscheinlichkeit über den Akzeptanzbereich des Detektors abhängt.

Es gibt zwei Grenzfälle:

1. Alle Gammas werden mit der Energie E_0 registriert, d.h., die zerfallenden Kerne sind gestoppt. Dies erfordert dicke Targets, kleine Rückstoßgeschwindigkeiten und lange Lebensdauern.
2. Alle Kerne zerfallen im Flug bei konstanter Geschwindigkeit. Die im Detektor registrierte Energie der Gammas ist je nach dem Beobachtungswinkel gegen E_0 verschoben. Dies beobachtet man bei dünnen Targets.

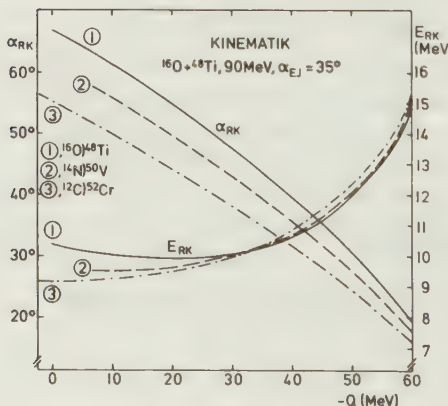


Abb.B1: Kinematik für $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 90 \text{ MeV}$, $\varphi_{\text{EJ}} = 35^\circ$. Streuwinkel und Energie des Restkerns im Laborsystem für verschiedene Reaktionen in Abhängigkeit vom Q -Wert der Reaktionen.

- (1) $^{48}\text{Ti} (^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}) ^{48}\text{Ti}$
- (2) $^{48}\text{Ti} (^{16}\text{O}, ^{14}\text{N}) ^{50}\text{V}$
- (3) $^{48}\text{Ti} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{52}\text{Cr}$

Bei den typischen Werten der Parameter im System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ ($v_{\text{max}} \sim 1/40 \text{ c}$, $\tau \sim \text{wenige ps}$, Reichweite etwa gleich Targetdicke $\sim 2 \text{ mg/cm}^2$) liegt man zwischen den beiden Grenzfällen, wobei der Beobachtungswinkel relativ zur Flugrichtung die Linienform entscheidend bestimmt.

Die beste Linienform ergibt sich für $\phi_Y = 90^\circ$, da dort die Dopplerverschiebung in erster Ordnung (in v/c) verschwindet:

$$(B3b) \quad E = E_0 \sqrt{1 - \beta^2}$$

Wegen der kleinen Rückstoßgeschwindigkeiten im vorliegenden Experiment unterscheiden sich E und E_0 um weniger als $1^\circ/\infty$. Der endliche Detektoröffnungswinkel führt zu einer Verbreiterung der Photolinien. Hier ist zu beachten, daß das Ejektil im Teleskop unter festem Winkel nachgewiesen wird. Damit variiert der zugehörige Restkernwinkel mit dem Reaktions-Q-Wert (Abb.B1). Wählt man einen Beobachtungswinkel senkrecht zur Flugrichtung der Restkerne im Optimum der Ti Reaktionen für $Z=6$, so ist dieser Winkel für den $(Z=7)$ - und $(Z=8)$ -Ausgangskanal und für jeweils alle relevanten Q-Werte noch in hinreichend guter Näherung gleich 90° .

In Abb.B2 wird gezeigt, wie sich die Linienform bei Variation eines Parameters und Festhalten der anderen beiden relevanten Größen ändert. Da die Lebensdauern der tiefliegenden Zustände in den Kernen um ^{48}Ti im allgemeinen einige ps betragen, konnten im Experiment die Linienformen durch Schrägstellen des Targets parallel zur mittleren Flugrichtung der Rückstoßkerne verbessert werden. Die meisten Restkerne werden im Target gestoppt, und die Gammas daraus in den unverschobenen Linien registriert. (Die kleine Energieverschiebung durch die thermische Bewegung und den Rückstoß des Atoms fällt bei einer experimentellen Auflösung von $\sim 1 \text{ keV}$ nicht ins Gewicht). Eine Auswertung der Intensitäten durch einen quantitativen Linienfit wurde nicht versucht,

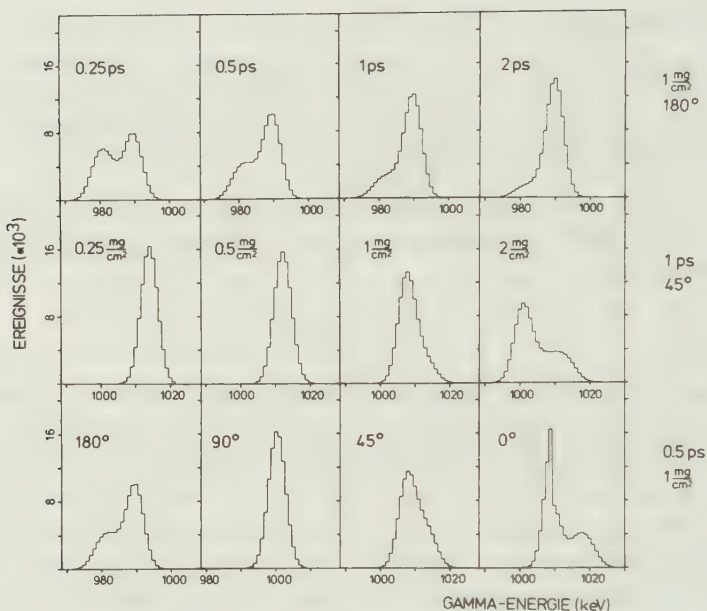


Abb.B2: Berechnete Photolinienform für einen Gammaübergang der Energie 1 MeV in einem Ge(Li)-Spektrometer mit einer Auflösung von 4 keV und mit einer kleinen Winkelakzeptanz ($\Delta\theta \ll 1^\circ$). Die Gammas werden von ^{48}Ti -Rückstoßkernen mit einer Austrittsenergie von 10 MeV emittiert, deren Streuwinkel 35° beträgt. Alle Linien sind auf einen Inhalt von 10^5 Ereignissen normiert. Die drei Parameter sind die Lebensdauer für die Gammaemission (obere Reihe), der Abstand des Reaktionsortes im Target von der Rückseite (mittlere Reihe) und die Beobachtungsrichtung der Quanten relativ zur Flugrichtung des emittierenden Kerns. Die Werte für die beiden jeweils festgehaltenen Parameter sind am rechten Bildrand angegeben.

da die quantitativ nicht bekannte Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Projektilenergie bei den verwendeten dicken Targets die Linienform entscheidend beeinflusst. Die berechneten Linienformen waren aber eine wichtige Hilfe bei der Bestimmung des Inhalts der Photolinien.

Anhang C: VERDAMPFUNGSCALCULATIONEN MIT GROGI2K

Bei einer t_i Reaktion werden Energie und Drehimpuls aus der Relativbewegung an die Reaktionsfragmente übertragen. Bei dem hier untersuchten System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ bei 96.5 MeV sind dies im Mittel etwa 30 MeV bzw. 15 $\hbar$, die fast vollständig vom Restkern übernommen werden. Wenn aus dem System während der Wechselwirkungszeit von Projektil und Targetkern, sowie aus den Fragmenten vor der Equilibrierung aller Freiheitsgrade keine Energie und kein Drehimpuls durch leichte Teilchen weggetragen werden, dann liegt ein "Compoundkern" vor, der die beim Reaktionsprozeß aus der Relativbewegung dissipierte Energie und den übertragenen Drehimpuls besitzt. Der Zerfall zuerst durch Teilchen und dann durch Gammaemission erfolgt unter statistischen Bedingungen. Umgekehrt kann man durch Vergleich der Restkernverteilung eines Compoundkerns, dessen Anregungsenergie und Spin dem Reaktions-Q-Wert bzw. dem dissipierten Drehimpuls bei der t_i Reaktion entsprechen, feststellen, ob Präequilibriumsemission von leichten Teilchen bei der Abregung des Systems eine wichtige Rolle spielt.

Für den Zerfall eines Compoundkerns gibt es Rechenprogramme, die die Restkernverteilung im Rahmen des statistischen Modells berechnen. Man kann damit mit Standardparametersätzen aus der Literatur die gemessenen Verteilungen gut beschreiben (vgl. BUS 77). Beim vorliegenden Experiment interessiert nur die relative Häufigkeit der verschiedenen Restkerne, da nur die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines bestimmten Restkerns pro Reaktionsprozeß gemessen wurde. In das Programm GROGI2K (GRO 67) wurde für jeweils einen bestimmten Drehimpuls J ein Wirkungsquerschnitt von 1000 mb angenommen. Die bei der Rechnung verwendeten Standardparameter aus der Literatur sind in Tab.C1 zusammengestellt. Die Ergebnisse werden nicht wesentlich von möglichen Unsicherheiten dieser Parameter beeinflusst (z.B. Abb.C1e).

Das Programm GROGI2K liefert für jeweils eine Verdampfungssequenz den Wirkungsquerschnitt und die Bevölkerung der Niveaus an der Yrastlinie für die Restkerne dieser Kaskade. Um die

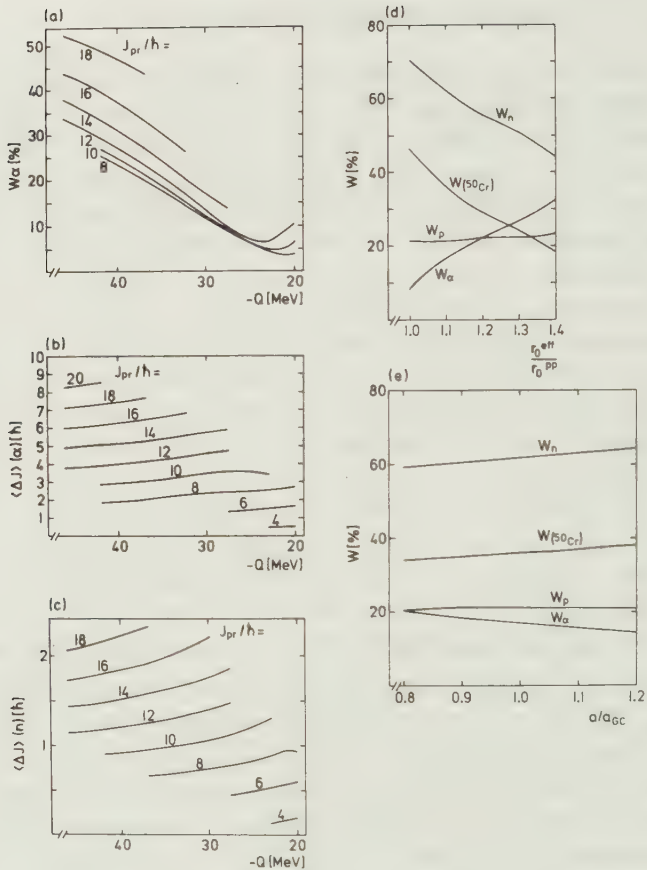


Abb. C1: Rechnungen mit GROGI2K für den Zerfall eines Compoundkerns ^{52}Cr .

- Relative Häufigkeit für die Emission eines Alphateilchens im ersten Schritt in Abhängigkeit vom Q -Wert (vgl. (4.1)) für verschiedene Drehimpulse des Compoundkerns.
- Mittlerer von den Alphateilchen weggetragener Spin.
- Mittlerer von den Neutronen weggetragener Spin.
- Wahrscheinlichkeit für Emission eines Neutrons W_n , Protons W_p und Alphateilchens W_α im ersten Schritt, sowie $W(^{50}\text{Cr})$ Wahrscheinlichkeit für Emission von zwei Neutronen $W(^{50}\text{Cr})$ in Abhängigkeit vom effektiven Radius des optischen Potentials r_0^{eff} , bezogen auf die in PER 76 tabellierten Werte r_0^{ps} .
- wie d), in Abhängigkeit vom Niveaudichteparameter a , bezogen auf die Tabellenwerte in GIL 65. $Q = -34$ MeV.

vollständige Restkernverteilung für eine vorgegebene Anregungsenergie und einen bestimmten Drehimpuls zu erhalten, mußten bis zu 10 verschiedene Kaskaden gerechnet werden. Das Programm CASCADE (PÜH 77) liefert die gesamte Restkernverteilung in einem Durchlauf. Wegen des zu kleinen Kernspeicherplatzes, den das Betriebssystem des Control Data Computers am Leibniz-Rechenzentrum zur Verfügung stellt, konnte dieses für den Benutzer komfortablere Programm, das auch einige Verbesserungen in der Parametrisierung des physikalischen Problems aufweist, hier nicht verwendet werden.

Tabelle C1: Bei der Berechnung der Restkernverteilung aus dem Zerfall des Compoundkerns ^{52}Cr mit GROGI2K verwendete Parameter:

1. Parameter für die Berechnung der Transmissionskoeffizienten für n-, p-, α -Emission mit dem optischen Modell wurden aus PER 76 entnommen. Alle Radien wurden um 10 % vergrößert.
2. Niveaudichteparameter λ und Paarungsenergien Δ aus GIL 65.
3. Gammabreiten: 0.9 eV für Dipol- und 0.15 eV für Quadrupolstrahlung.
4. Bindungsenergien für α , p und n aus WAP 77, Energien der Yrast-Zustände aus END 78 und SIG 77.

Anhang D: BEOBACHTETE GAMMALINIEN, INTENSITÄT UND ANISOTROPIE, GAMMAMULTIPLIZITÄTEN

D1 Diskrete Linien

D1.1 Ge(Li)-Spektrum

Ein kritischer Punkt bei der Auswertung der Intensität der Gammalinien in den Ge(Li)-Spektren war die Festlegung des Untergrundes, da die Spektren sehr linienreich sind. In die Spektren wurde der Untergrund global eingezeichnet, und anschließend die Ereignisse in den Photolinien ausgezählt. Beim Vergleich der gewichtet addierten Zählraten für die Linien und den Untergrund in den Fensterspektren und im totalen Spektrum ergaben sich Unterschiede, die im allgemeinen kleiner als 15 % waren, so daß die Methode der Auswertung als in sich konsistent bezeichnet werden darf. Die unsichere Höhe des Untergrundes könnte zu einem globalen systematischen Fehler aller Daten führen. Bei den Intensitäten in Tabelle D1 ist diese Unsicherheit berücksichtigt, die maximal etwa 20 % der Höhe des Untergrundes beträgt. Für die schwächeren Linien gilt dies nur nach Setzen von Bedingungen auf die Teilchensorte und den Reaktions-Q-Wert, da im totalen Gammaskpektrum eine Auswertung der Intensität vielfach nur mit einer großen Unsicherheit möglich ist (Abb. D1).

Damit die Arbeit nicht zu umfangreich wird, ist in den Tabellen jeweils nur ein ausgewählter Teil der Ergebnisse aufgeführt. In Tabelle D1a sind für den ($Z=6$)-Ausgangskanal die Intensitäten und Anisotropien aller identifizierten Yrast-Gammaübergänge zu finden. In Tabelle D1b sind für drei verschiedene Winkel (bezogen auf die Restkerne aus Reaktionen mit dem optimalen Q-Wert für $Z=6$, vgl. Abb. B1) des Ge(Li)-Detektors in der Streuebene die Intensitäten der prominenten Gammalinien bzw. Liniengruppen aus dem schweren Fragment aufgelistet. Die Anisotropien in Tabelle D1c beziehen sich in allen Ausgangskanälen auf Gammalinien, beobachtet in Koinzi-

denz zum gesamten Teilchenspektrum, bis auf den Sauerstoff-Ausgangskanal, wo nur Ereignisse betrachtet wurden, deren Q-Wert kleiner als -8 MeV ist.

Alle Ergebnisse in Tabelle D1 wurden für das System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ gewonnen.

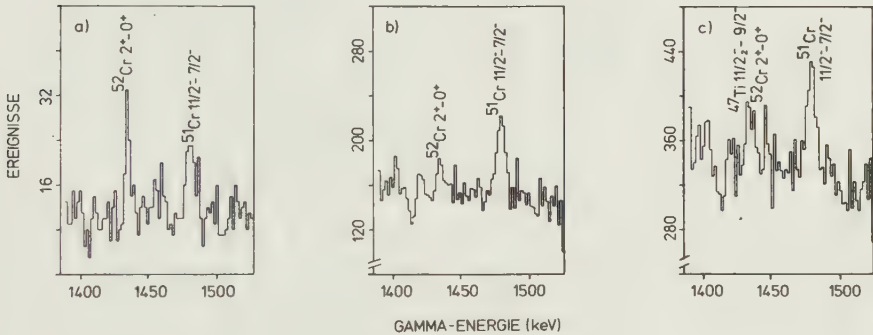


Abb. D1: $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, $E_{\text{LAB}} = 96.5 \text{ MeV}$, $\varphi_{\text{EJ}} = 32.5^\circ$.

Ausschnitte aus den Ge(Li)-Spektren in Koinzidenz zu

- a) $Z_{\text{EJ}} = 6$, $-20 < Q < -5 \text{ MeV}$
- b) $Z_{\text{EJ}} = 6$, alle Q-Werte
- c) $5 \leq Z \leq 10$, alle Q-Werte

Tabelle D1:

D1a: (Seite 134,135)

Intensität (1. Spalte) pro Reaktion (in Prozent) und Anisotropie R (2. Spalte) der beobachteten Yrast-Gammaübergänge für fünf verschiedene Bereiche des Reaktions-Q-Wertes im ($Z=6$)-Ausgangskanal. Alle Zustände mit ganzzahligem Spin haben positive, alle mit halbzahligem negative Parität (Abkürzung: 9/ bedeutet $9/2^-$).

Bereich der Reaktions-Q-Werte/MeV

Nuklid	Bereich der Reaktions-Q-Werte/MeV			
	-23,-8	-29,-24	-35,-30	-40,-36
$J_i - J_f$				
^{52}Cr				-57,-40
2-0	10.4±2.0	0.9±.25		
4-2	6			
^{51}Cr				
9/-7/	23.4±2.5	0.47±0.1	19.8±4.0	0.39±.09
11/-7/	19.8±2.1	2.7±0.65	11.2±1.9	2.55±.65
15/-11/	19.0±3.0	2.5±0.8	19.0±2.6	3.05±0.6
17/-15/	13.8±2.6	0.35±0.1	12.4±2.5	0.35±.08
^{50}Cr				
2-0	15.7±3.0	2.1±0.75	20.8±2.6	4.55±1.0
4-2	9.4±1.8	1.65±0.5	15.6±2.0	3.75±0.9
6-4	3.2±1.0	1.7±1.0	12.8±2.1	2.7±0.8
8-6	2		7.6±2.9	3.4±1.6
10-8	2		7.6±2.9	4.2±2.1
11-10			1.5±0.5	0.9±0.4
12-11			1.4±0.4	0.72±0.3
^{49}Cr				
9/-7/				
11/-9/				
13/-11/				
^{51}V				
11/-7/	5.0±2.5	1.8±0.9	11.9±3.0	3.55±1.6
15/-11/			4.5±2.2	1.6±0.8

50_V

7-6	9.3+1.8	1.2+0.35	10.1+2.5	0.9+0.35	11.7+2.9	0.5+0.13	8.1+2.3	0.55+0.2	9.2+2.4	0.8+0.35
8-6			4.3+1.4	1.5+0.7	4.8+1.2	2.3+1.0	7.8+2.6	2.4+1.1	7.5+2.5	1.2+0.6
8-7	5.5+1.5	1.8+0.8	5.5+2.2	1.8+1.0	11.6+2.4	0.95+0.3	7.5+2.0	0.9+0.4	11.2+3.5	1.0+0.4
(9)-8			4		4.4+1.5	0.9+0.4	8.0+1.6	0.8+0.3	6.8+2.4	1.1+0.4
(10)-(9)					2.6+1.3	1.5	5.7+2.0	1.5+0.7	4	

49_V

11/-7/			4.9+1.3	1.6+0.7	5.7+1.4	3.2+1.3	12.9+2.2	3.4+1.2	14.3+4.2	2.4+1.0
15/-11/			3.0+1.0	1.5	6.0+1.5	4.9+2.5	7.1+2.4	1.8+0.8	11.0+4.0	2.4+1.2

50_{Ti}

2-0	2	2.3+1.1	2.3+1.4	2.6+1.3		
-----	---	---------	---------	---------	--	--

48_{Ti}

2-0	8.0+1.7	0.75+0.25	5.9+1.6	2.9+1.4	8.1+1.6	1.6+0.5	3.0+1.2	2.75+1.6	8.3+1.8	1.5+0.6
4-2	3		4.2+1.4	2.5+1.3	4.1+1.4	2	5.0+2.0	2	7	1.5
6-4			3.6+1.2	1.5	4		5		10	

47_{Ti}

9/-7/					4		7		5	
11/-7/					6		9		10	
15/-11/					3.0+1.0	3	9.5+3.1	3	9.4+3.3	2
17/-15/							7		5	

46_{Ti}

2-0	5.7+1.5	1.4+0.5				
-----	---------	---------	--	--	--	--

47_{Sc}

9/-7/	4						4		3	
11/-7/							3.6+1.2		2	

Dlb Intensität diskreter Gammaübergänge in der Streuebene für verschiedene Beobachtungsrichtungen relativ zur mittleren Flugrichtung des schweren Fragments im System $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ bei einer Einschußenergie von 96.5 MeV

Linie

Liniengruppe	-Q/MeV	I(90°)	I(45°)	I(180°)
^{50}Cr , 2-0	55,36	31.9±3.7	33.2±2.5	27.6±2.6
^{51}Cr , 15/-11/	35,29	67.3±7.7	73.3±5.5	48.7±3.5
	28, 8	54.6±6.4	48.7±3.5	39.3±3.2
^{50}Cr , 4-2	55,36	33.3±3.5	29.2±2.2	29.9±3.1
^{47}Ti , 9/-7/	35,29	45.3±5.3	38.1±5.9	45.2±4.9
	28, 8	20.5±2.9	18.6±2.1	27.8±3.6
^{50}Cr , 6-4	55,36	80.7±4.9	61.8±3.0	72.3±4.5
^{47}Ti , 11/-7/	35,29	58.8±6.5	45.3±4.2	75.4±6.3
^{48}Ti , 4-2				
^{50}Cr , 8-6	55,36	45.2±4.1	46.3±2.6	59.5±4.4
^{50}Cr , 10-8	35,29	55.9±6.6	46.9±4.2	60.9±6.5
^{51}Cr , 9/-7/	28, 8	23.7±3.6	26.0±2.4	20
^{51}Cr , 11/-7/	28, 8	28.2±3.6	27.2±2.6	26.3±3.9

Dlc Gemessene Anisotropie R gestreckter Quadrupolübergänge
in den schweren Fragmenten im System $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ bei
96.5 MeV Einschußenergie.

Z	Gammalinie	R	Z	Gammalinie	R
5	^{52}Cr , 2-0	3.23 ± 1.14	8	^{48}Ti , 2-0	1.85 ± 0.48
	^{51}Cr , 11/-7/	2.14 ± 0.61		4-2	1.87 ± 0.79
	15/-11/	2.44 ± 1.25		6-4	1.65 ± 0.66
	^{49}V , 11/-7/	2.45 ± 0.82		^{47}Ti , 11/-7/	1.34 ± 0.45
	^{51}Mn , 15/-11/	3.05 ± 1.25		^{46}Ti , 2-0	1.62 ± 0.33
				4-2	1.38 ± 0.36
6	^{51}Cr , 11/-7/	2.29 ± 0.57		6-4	1.41 ± 0.54
	15/-11/	4.86 ± 1.05		^{45}Sc , 11/-7/	1.24 ± 0.48
	^{50}Cr , 2-0	4.10 ± 0.95		^{44}Ca , 2-0	1.22 ± 0.44
	4-2	2.07 ± 0.45		4-2	1.34 ± 0.75
	6-4	2.90 ± 0.58			
	^{51}V , 11/-7/	3.51 ± 1.44	9	^{45}Sc , 11/-7/	2.44 ± 0.90
	^{50}V , 8-6	3.30 ± 1.36		15/-11/	2.0 ± 0.90
	^{49}V , 11/-7/	2.41 ± 0.69		^{43}Ca , 11/-7/	2.39 ± 1.33
	^{48}Ti , 2-0	1.86 ± 0.76		^{46}Ca , 2-0	3.50 ± 1.80
7	^{49}V , 11/-7/	1.88 ± 0.49	10	^{42}Ca , 2-0	3.83 ± 1.0
	15/-11/	1.31 ± 0.36		4-2	1.97 ± 0.8
	^{48}Ti , 2-0	1.73 ± 0.42		^{44}Ca , 2-0	2.38 ± 1.25
	4-2	1.20 ± 0.47		4-2	2.71 ± 1.6
	6-4	2.07 ± 0.66			
	^{47}Ti , 11/-7/	2.56 ± 1.21			

D1.2 NaJ-Spektrum

In den Tabellen D2a-c findet man die Intensität in Prozent für diskrete Gammaübergänge in den Ejektilen, bezogen auf einen Reaktionsprozeß mit einem bestimmten Q-Wert Q, für drei Beobachtungsrichtungen der Gammaquanten (vgl. Abb. 26):

- 1 - In der Streuebene, Winkel des Kristalls -142.5°
- 2 - In der Streuebene, Winkel des Kristalls 70°
- 3 - Senkrecht zur Streuebene

Die Einschüßenergie beträgt 96.5 MeV, der Beobachtungswinkel für die Teilchen 40° (1), 32.5° (2) und 35° (3). Die Intensitäten beziehen sich auf das System des emittierenden Kerns.

Tabelle D2: D2a $^{12}\text{C}, 2^+-0^+$

$^{27}\text{Al}(^{16}\text{O},\text{C})$			$^{48}\text{Ti}(^{16}\text{O},\text{C})$			$^{58}\text{Ni}(^{16}\text{O},\text{C})$		
-Q/MeV	BR	I_γ /%	-Q/MeV	BR	I_γ /%	-Q/MeV	BR	I_γ /%
45,40	1	18.0 ± 1.7	57,47	1	16.7 ± 1.7	55,45	1	24.3 ± 5.3
	2	21.0 ± 1.3		2	19.7 ± 1.4		2	24.9 ± 2.4
	3	18.7 ± 1.1		3	15.7 ± 1.0		3	19.0 ± 1.4
40,35	1	18.3 ± 1.5	47,42	1	21.9 ± 1.7	45,35	1	26.1 ± 2.6
	2	23.8 ± 1.5		2	20.3 ± 1.2		2	24.1 ± 1.3
	3	19.1 ± 0.9		3	15.6 ± 0.9		3	19.7 ± 0.8
35,30	1	22.5 ± 1.4	42,37	1	26.8 ± 1.2	35,25	1	36.6 ± 2.4
	2	23.9 ± 1.0		2	22.5 ± 0.8		2	20.0 ± 1.0
	3	18.9 ± 0.9		3	17.5 ± 0.6		3	14.9 ± 0.6
30,25	1	27.3 ± 1.5	37,32	1	24.7 ± 1.1	25,15	1	39.1 ± 3.6
	2	24.2 ± 1.0		2	17.3 ± 0.7		2	14.0 ± 1.1
	3	15.4 ± 0.8		3	16.4 ± 0.6		3	10.0 ± 0.7
25,20	1	32.7 ± 1.9	32,27	1	28.8 ± 1.1	20,10	1	40.0 ± 5.5
	2	15.7 ± 1.0		2	17.9 ± 0.7		2	12.6 ± 2.0
	3	14.9 ± 0.9		3	13.6 ± 0.6		3	9.6 ± 1.2
20,13	1	31.2 ± 2.2	27,22	1	29.8 ± 1.4			
	2	13.1 ± 0.9		2	14.7 ± 0.7			
	3	11.8 ± 1.0		3	11.0 ± 0.6			
16, 6	1	35.0 ± 2.9	22,17	1	30.6 ± 2.3			
	2	11.1 ± 1.2		2	10.9 ± 0.8			
	3	9.1 ± 1.4		3	11.4 ± 0.8			
			17,7	1	26.7 ± 3.0			
				2	12.6 ± 1.3			
				3	7.5 ± 1.7			

D2b $^{16}\text{O}, 3^{-}\text{-O}^{+}$

$^{27}\text{Al} (^{16}\text{O}, \text{O})$

$^{48}\text{Ti} (^{16}\text{O}, \text{O})$

$^{58}\text{Ni} (^{16}\text{O}, \text{O})$

-Q/MeV	BR	I_{γ} /%	-Q/MeV	BR	I_{γ} /%	-Q/MeV	BR	I_{γ} /%
35, 27	1	19.5 $\pm$ 1.4	50, 40	1	10.9 $\pm$ 2.2	52, 35	1	14.4 $\pm$ 2.6
	2	16.3 $\pm$ 1.0		2	14.6 $\pm$ 2.1		2	15.1 $\pm$ 1.7
	3	11.5 $\pm$ 0.8		3	10.3 $\pm$ 1.2		3	12.7 $\pm$ 1.0
27, 20	1	25.7 $\pm$ 2.6	45, 35	1	11.4 $\pm$ 1.3	40, 20	1	18.0 $\pm$ 2.1
	2	22.5 $\pm$ 1.1		2	15.3 $\pm$ 1.2		2	18.2 $\pm$ 1.2
	3	12.1 $\pm$ 0.8		3	10.8 $\pm$ 0.9		3	11.6 $\pm$ 0.7
20, 14	1	23.9 $\pm$ 2.1	35, 27	1	15.2 $\pm$ 1.2	25, 10	1	17.7 $\pm$ 0.9
	2	22.6 $\pm$ 1.4		2	13.8 $\pm$ 0.8		2	19.9 $\pm$ 1.1
	3	14.4 $\pm$ 1.2		3	9.9 $\pm$ 0.7		3	11.9 $\pm$ 0.6
14, 2	1	16.6 $\pm$ 2.0	27, 19	1	19.0 $\pm$ 1.4			
	2	22.6 $\pm$ 1.3		2	17.9 $\pm$ 0.9			
	3	12.4 $\pm$ 1.1		3	15.7 $\pm$ 1.1			
			19, 10	1	15.5 $\pm$ 1.9			
				2	17.6 $\pm$ 0.8			
				3	11.0 $\pm$ 0.8			

D2c $^{48}\text{Ti} (^{16}\text{O}, \text{Ne})$

-Q/MeV	BR	$^{20}\text{Ne}, 2\text{-O}$	$^{20}\text{Ne}, 4\text{-2}$	$^{21}\text{Ne}, \frac{5}{2}\text{-}\frac{3}{2}$	$^{22}\text{Ne}, 2\text{-O}$	$^{22}\text{Ne}, 4\text{-2}$
42, 6	1	48.5 $\pm$ 9.7	10.8 $\pm$ 2.2	33.9 $\pm$ 6.5	39.9 $\pm$ 9.2	13.0 $\pm$ 2.3
	2	41.5 $\pm$ 11.	5.9 $\pm$ 1.1	31.1 $\pm$ 7.3	31.5 $\pm$ 9.6	9.5 $\pm$ 1.8
	3	22.4 $\pm$ 6.7	6.2 $\pm$ 1.1	39.2 $\pm$ 6.9	17.5 $\pm$ 4.3	8.6 $\pm$ 1.6
42, 32	1	56.8 $\pm$ 12.	17.1 $\pm$ 4.3	39.0 $\pm$ 10.	40.2 $\pm$ 9.4	13.1 $\pm$ 2.3
	2	37.6 $\pm$ 7.6	8.1 $\pm$ 1.9	25.2 $\pm$ 4.5	26.7 $\pm$ 5.4	5.8 $\pm$ 1.9
	3	14.2 $\pm$ 4.4	5.6 $\pm$ 1.7	43.9 $\pm$ 5.1	20.5 $\pm$ 3.4	5.6 $\pm$ 1.7
32, 20	1	64.1 $\pm$ 14.2	12.8 $\pm$ 3.2	49.3 $\pm$ 12.	48.3 $\pm$ 11.	11.8 $\pm$ 2.9
	2	32.5 $\pm$ 7.3	9.6 $\pm$ 1.8	42.8 $\pm$ 8.6	27.5 $\pm$ 6.6	8.6 $\pm$ 2.0
	3	24.1 $\pm$ 6.0	7.1 $\pm$ 1.6	45.7 $\pm$ 6.2	20.0 $\pm$ 4.6	7.1 $\pm$ 1.6
20, 8	1	67.1 $\pm$ 15.	25.2 $\pm$ 4.0	45.5 $\pm$ 11.	58.6 $\pm$ 14.	13.2 $\pm$ 3.3
	2	45.2 $\pm$ 6.7	12.5 $\pm$ 3.7	27.8 $\pm$ 4.7	56.2 $\pm$ 6.5	9.2 $\pm$ 2.3
	3	15.1 $\pm$ 5.0	6.8 $\pm$ 2.1	41.3 $\pm$ 8.4	29.4 $\pm$ 5.9	6.9 $\pm$ 2.1

D2 Gammamultiplizitäten

In den Tabellen D3a-c sind die gemessenen Gammamultiplizitäten für ^{16}O -induzierte Reaktionen an ^{27}Al , ^{48}Ti und ^{58}Ni in der Streuebene (IP) und senkrecht dazu (OP) für verschiedene Bereiche des Reaktions-Q-Wertes Q angegeben. Der Streuwinkel für die Teilchen beträgt 35° für die senkrechte Geometrie, in der ebenen Geometrie sind die Werte für den Streuwinkel von 35° durch Interpolation aus den gemessenen Werten bei 32.5° und 40° gewonnen.

Tabelle D3:

D3a $^{27}\text{Al}(^{16}\text{O},_Z\text{X})\text{Y}$

Z	-Q/MeV	M_Y IP	M_Y OP	Z	-Q/MeV	M_Y IP	M_Y OP
6	45, 7	$2.31 \pm .02$	$1.88 \pm .01$	8	35, 0	$2.23 \pm .03$	$2.0 \pm .02$
	45,40	$2.25 \pm .05$	$1.98 \pm .03$		35,30	$2.33 \pm .04$	$2.21 \pm .03$
	40,35	$2.27 \pm .04$	$1.95 \pm .03$		30,25	$2.35 \pm .04$	$2.10 \pm .03$
	35,30	$2.44 \pm .04$	$1.97 \pm .03$		25,20	$2.24 \pm .04$	$1.90 \pm .03$
	30,25	$2.54 \pm .03$	$1.93 \pm .02$		20,15	$2.14 \pm .05$	$1.87 \pm .04$
	25,20	$2.24 \pm .04$	$1.68 \pm .03$		15,10	$2.24 \pm .06$	$1.88 \pm .05$
	20,15	$1.91 \pm .04$	$1.51 \pm .03$		10, 0	$1.94 \pm .06$	$1.66 \pm .05$
	15,10	$1.90 \pm .07$	$1.73 \pm .06$				

D3b $^{58}\text{Ni}(^{16}\text{O},_Z\text{X})\text{Y}$

6	60,4	$5.49 \pm .04$	$4.02 \pm .02$	8	52, 6	$2.53 \pm .03$	$1.78 \pm .01$
	60,50	$3.03 \pm .13$	$2.24 \pm .06$		52,40	$2.79 \pm .12$	$2.30 \pm .06$
	50,45	$5.27 \pm .18$	$4.0 \pm .08$		45,35	$4.16 \pm .15$	$3.38 \pm .07$
	45,40	$6.69 \pm .15$	$4.84 \pm .06$		35,25	$4.48 \pm .11$	$3.53 \pm .05$
	40,35	$6.66 \pm .11$	$4.90 \pm .05$		25,15	$3.15 \pm .07$	$2.16 \pm .03$
	35,30	$6.05 \pm .09$	$4.56 \pm .04$		15, 8	$2.09 \pm .04$	$1.65 \pm .01$
	30,25	$5.02 \pm .09$	$3.83 \pm .04$				
	25,20	$4.13 \pm .09$	$3.0 \pm .04$				
	20,15	$3.66 \pm .12$	$2.59 \pm .06$				
	15,10	$4.13 \pm .33$	$1.73 \pm .10$				

D3c $^{48}\text{Ti}(^{16}\text{O},\text{X})\text{Y}$

Z	-Q/MeV	M_Y IP	M_Y OP	Z	-Q/MeV	M_Y IP	M_Y OP
5	58,16	$4.82\pm.04$	$4.2\pm.04$	8	50, 7	$3.82\pm.03$	$3.31\pm.02$
	58,47	$4.69\pm.10$	$3.92\pm.07$		50,45	$2.79\pm.10$	$2.28\pm.07$
	47,39	$5.16\pm.08$	$4.53\pm.06$		45,40	$4.21\pm.10$	$3.46\pm.07$
	39,32	$4.97\pm.08$	$4.47\pm.06$		40,35	$4.93\pm.08$	$3.90\pm.05$
	32,26	$4.33\pm.11$	$3.76\pm.08$		35,30	$5.08\pm.07$	$4.08\pm.05$
	26,17	$3.26\pm.14$	$2.53\pm.10$		30,25	$4.70\pm.06$	$4.05\pm.04$
					25,20	$4.00\pm.06$	$3.35\pm.04$
6	55, 6	$4.75\pm.02$	$4.21\pm.01$		20,15	$3.44\pm.06$	$2.94\pm.04$
	57,52	$3.01\pm.08$	$2.52\pm.05$		15,10	$2.75\pm.05$	$2.41\pm.04$
	52,47	$4.14\pm.07$	$3.76\pm.05$		10, 5	$2.19\pm.04$	$1.83\pm.02$
	47,42	$5.10\pm.06$	$4.53\pm.04$	9	45,12	$4.01\pm.06$	$3.37\pm.04$
	42,37	$5.46\pm.05$	$4.68\pm.03$		45,36	$4.31\pm.16$	$3.50\pm.11$
	37,32	$5.29\pm.04$	$4.50\pm.03$		36,31	$4.67\pm.15$	$3.47\pm.10$
	32,27	$4.94\pm.04$	$4.29\pm.03$		31,25	$3.97\pm.12$	$3.28\pm.08$
	27,22	$4.34\pm.04$	$3.91\pm.03$		25,19	$3.94\pm.12$	$3.12\pm.08$
	22,17	$3.56\pm.03$	$3.35\pm.04$		19,12	$3.22\pm.15$	$2.67\pm.11$
	17,12	$3.30\pm.07$	$3.07\pm.04$				
	12, 6	$3.42\pm.15$	$2.83\pm.11$	10	41, 7	$5.03\pm.08$	$3.92\pm.06$
					41,34	$5.09\pm.18$	$3.88\pm.11$
7	50, 6	$4.09\pm.03$	$3.89\pm.02$		34,26	$5.39\pm.14$	$3.93\pm.09$
	50,35	$4.76\pm.06$	$4.35\pm.04$		26,19	$5.15\pm.16$	$3.84\pm.11$
	35,27	$4.88\pm.05$	$4.50\pm.04$		19, 7	$4.63\pm.17$	$3.50\pm.13$
	27,19	$3.95\pm.04$	$3.51\pm.04$				
	19,6	$2.70\pm.05$	$2.56\pm.04$				

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN UND TABELLEN

Abbildung	Kurztitel	Seite
1	Klassifikation der Schwerionenreaktion nach dem Stoßparameter	1
2abc	Teilchenspektren	10
3	Ionisationskammer	11
4ab	ΔE -EREST-Matrix, Sortenspektrum	12
5ab	Meßgeometrie	14
6	Blockschaltbild der Elektronik	16
7ab	Totzeit des Hauptverstärkers	17
8abc	Zeitauflösung des Ge(Li)-Detektors	21
9	Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ-Spektrometers	22
10abc	Teilchenspektren	28
11ab	NaJ-Spektren	33
12	Ge(Li)-Spektren	34
13abc	Restkernverteilung, Theorie und Experiment	40
14	Berechnete Isotopenverteilung	44
15ab	Intensitäten für ^{12}C , 2^+-O^+ und ^{16}O , 3^--O^+	45
16	Axialsymmetrischer Gammazähler	46
17ab	Anregungswahrscheinlichkeit für Ejektile	49
18	Fragmentdrehimpulse für verschiedene Sorten	54
19	Statistischer Zerfall der schweren Fragmente	56
20ab	Gammamultiplizitäten	63
21	Fragmentdrehimpuls, $Z=6$, in Abhängigkeit von Ω	64
22	Bevölkerung der $^{50}\text{Cr}(\text{J})$ -Yrast-Zustände	68
23ab	Anisotropie des Gammaspektrums	73
24	Differenz der NaJ-Spektren, gemessen in der Streuebene und senkrecht dazu	75
25	Ge(Li)-Spektren, beobachtet in der Streuebene und senkrecht dazu	77
26	Koordinatensystem für den Gammazerfall	79
27	Ge(Li)-Spektren, gemessen unter verschiedenen Winkeln in der Streuebene	82
28ab	Reibungsgeometrie	86
29	Anisotropie und Alignment, Zirkularpolarisation und Kernspinpolarisation	90

Abbildung	Kurztitel	Seite
30ab	Anisotropie und Alignment	95
31ab	Anisotropie der Gammastrahlung, primäres Alignment für $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$	100
32ab	Ausgerichtete und isotrop orientierte Komponente des primären Fragmentspins	103
A1	Winkelverteilung für L,M-Multipostrahlung	109
A2abcd	Anisotropie bei vollständig ausgerichtetem Anfangszustand	113
A3ab	Verschlechterung des Alignments durch nicht gestreckte Gammaübergänge	115
A4	Verlust an Alignment durch Teilchenemission	117
A5	Winkelverteilung für 2-O-Übergang in der Ebene senkrecht zur Quantisierungsachse	120
A6abcd	Wackeln der Fragmentdrehimpulse	122
B1	Kinematik für $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$	126
B2	Berechnete Photolinienformen	128
Clabcde	Rechnungen mit GROGI2K, Ergebnisse	130
D1	Koinzidente Gammaspektren (Ausschnitt)	133

Tabellen

1	Untersuchte Systeme	9
2	Q-Wert für verschiedene Isotope	24
3	Unschärfe der berechneten Q-Werte	25
4	Restkernspins	61
5	Anisotropie gestreckter Quadrupolübergänge und primäres Alignment für Z=5 bis 10	98
A1	L,M-Multipolstrahlung	108
B1	Raumwinkelkorrektur	125
C1	Parameter für GROGI2K	131
Diabc	Intensität und Anisotropie beobachteter Gammalinien im Ge(Li)-Spektrum	134
D2abc	Intensität diskreter Linien im NaJ-Spektrum	138
D3abc	Gammamultiplizitäten	140

LITERATURVERZEICHNIS

- ALB 75 R. Albrecht, W. Dünneweber, G. Graw, H. Ho, S.G. Steadman and J.P. Wurm, Phys. Rev. Lett. 34(1975)1400
- ALE 78 M.M. Aleonard, G.J. Wozniak, P. Glässel, M.A. Deleplanque, R.M. Diamond, L.G. Moretto, R.P. Schmitt, and F.S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 40(1978)622
- ART 73 A.G. Artukh, G.F. Gridnev, V.L. Mikheev, V.V. Volkov, and J. Wilczynski, Nucl. Phys. A215(1973)91
- BAS 74 R. Bass, Nucl. Phys. A231(1974)45
- BEL 74 M. Beluscio, R. de Leo, A. Pantaleo, and A. Vox, Nucl. Instr. and Meth. 118(1974)553
- BER 76 M. Berlinger, M.A. Deleplanque, C. Gerschel, F. Hanappe, M. Leblanc, J.F. Mayault, C. Ngo, D. Paya, N. Perrin, J. Peter, B. Tamain, and L. Valentin, J. Physique Lettres 37(1976)L-323
- BIL 77 R. Billerey, C. Ceruti, A. Chevarier, and A. Demeyer, Z. Phys. A284(1978)319
- BLA 60 J.S. Blair and L. Wilets, Phys. Rev. 121(1961)1493
- BLI 57 R.J. Blin-Stoyle and M.A. Grace, in Handbuch d. Phys., Herausgeber W. Flügge, 42(1957)555
- BOH 59 A. Bohr, Nucl. Phys. 10(1959)486
- BRA 72 J. Brand, R.L. Hershberger, R.J. Lutter, F. Riess, Jahresbericht Beschleunigerlabor München, 1972, S. 172
- BRI 72 D.M. Brink, Phys. Lett. 40B(1972)37
- BUS 77 F. Busch, Dissertation, Universität München, 1977
- CAM 69 D.C. Camp and A.L. van Leen, Nucl. Instr. and Meth. 76(1969)192
- CHR 78 P.R. Christensen, F. Folkmann, Ole Hansen, O. Nathan, N. Trautner, F. Videbaek, S.Y. van der Werf, H.C. Britt, R.P. Chestnut, H. Freiesleben, and F. Pühlhofer, Phys. Rev. Lett. 40(1978)1245
- COR 76 T.M. Cormier, A.J. Lazzarini, M.A. Neuhausen, A. Sperduto, K. Van Bibber, F. Videbaek, G. Young, E.B. Blum, L. Herreid, and W. Thoms, Phys. Rev. C13(1976)682
- CO 76 T.M. Cormier, in Proceedings of the Symp. on Macroscopic Features of Heavy-Ion Collisions, Vol.I, Argonne, 1976, S.153

- DAU 79 A. Dauchy, A. Giorni, D.H. Koang, J.P. Longequeue, B. Chambon, D. Drain, and C. Pastor, Phys. Lett. 82B(1979)365
- DAY 79 R.A. Dayras, R.G. Stokstad, C.B. Fulmer, D.C. Sarantites, L. Westerberg, and J.H. Barker, Phys. Rev. Lett. 42(1979)697
- DEB 78 J. de Boer, C. Lauterbach, W. Dünnweber, G. Graw, W. Hering, H. Puchta, W. Trautmann, and U. Lynen, in Nuclear Interactions, Herausgeber B.A. Robson, Springer Verlag, 1978, S.478
- DEM 77 F.-J. Demond, Dissertation, Universität Heidelberg, 1977
- DYE 77 P. Dyer, R.J. Puigh, R. Vandenbosch, T.D. Thomas, and M.S. Zisman, Phys. Rev. Lett. 39(1977)392
- END 78 P.M. Endt and C. Van der Leun, Nucl. Phys. A310(1978)1
- ENG 72 J.B.A. England, Nucl. Instr. and Meth. 106(1972)45
- EYA 78 Y. Eyal, A. Gavron, I. Tserruya, Z. Fraenkel, Y. Eisen, S. Wald, R. Bass, G.R. Kreyling, R. Renfordt, K. Stelzer, R. Zitzmann, A. Gobbi, U. Lynen, H. Stelzer, I. Rode, and R. Bock, Phys. Rev. Lett. 41(1978)625
- FAN 57 U. Fano, Rev. Mod. Phys. 29(1957)74
- FEE 79 S.J. Feenstra, J. van Klinken, P. Pijn, R. Janssens, C. Michel, J. Steyart, J. Vervier, K. Cornelius, M. Huyse, and G. Chersonneau, Phys. Lett. 80B(1979)183
- FER 65 A.J. Ferguson, Angular Correlation Methods in Gamma-Ray Spectroscopy, North Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1965
- GAL 76 J. Galin, J. Physique 37, Colloq. C-5(1976)83
- GEO 78 A. Geoffroy, J.B. Natowitz, R. Eggers, P. Kasiraj, and M.N. Namboodiri, Nucl. Phys. A302(1978)333
- GIA 70 M. Gianni, P.R. Olivia, and M.C. Ramorino, Nucl. Instr. and Meth. 81(1970)104
- GIL 65 A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. Journ. of Phys. 43(1965)1446
- GLA 77 P. Glässel, R.S. Simon, R.M. Diamond, R.C. Jared, I.Y. Lee, L.G. Moretto, J.O. Newton, R. Schmitt, and F.S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 38(1977)331

- GRO 67 J.R. Grover and J. Gilat, Phys. Rev. 157(1967)802, 814, 832
- GRO 76 B. Grosswendt and E. Waibel, Nucl. Instr. and Meth. 133(1976)25
- HAG 75 G.B. Hagemann, R. Broda, B. Herskind, M. Ishihara, and S. Ogaza, Nucl. Phys. A245(1975)166
- HAN 74 F. Hanappe, M. Lefort, C. Ngo, J. Peter, and B. Tamain, Phys. Rev. Lett 32(1974)738
- HAR 79 D. v. Harrach, P. Glässel, Y. Civelekoglu, R. Männer, and H.J. Specht, Phys. Rev. 42(1979)1728
- HEL 78 H.P. Hellmeister, K.P. Lieb, and W. Müller, Nucl. Phys. A307(1978)515
- HO 77 H. Ho, R. Albrecht, W. Dünneweber, G. Graw, S.G. Steadman, J.P. Wurm, D. Disdier, V. Rauch, and F. Scheibling, Z. Phys. A283(1977)235
- KOO 77 S.E. Koonin, K.T.R. Davies, V. Maruhn-Rezwani, H. Feldmeier, S.J. Krieger, and J.W. Negele, Phys. Rev. C15(1977)1359
- KOP 74 R. Kopp, K. Moustafa, J. Rothermel und W. Trautmann, Jahresbericht Beschleunigerlabor München, 1974, S.188
- KOP 77 R. Kopp, Diplomarbeit, Universität München, 1977
- KUO 79 C.T. Kuo, C. Lauterbach, J. de Boer, DPG Spring Meeting, Gent, 1979, Verh. d. DPG VI/14(1979)788
- KUT 74 W. Kutschera, R.B. Huber, C. Signorini, and H. Morinaga, Phys. Rev. Lett. 33(1974)1108
- KUT 77 W. Kutschera, in Proceedings of the Topical Conference on Physics of Medium Light Nuclei, Herausgeber P. Blasi R.A. Ricci, Florence, 1977, S.120
- LAU 78 C. Lauterbach, W. Dünneweber, G. Graw, W. Hering, H. Puchta, and W. Trautmann, Phys. Rev. Lett. 41(1978)1774
- LAU 79 C. Lauterbach, Dissertation, Universität München, in Vorbereitung
- LES 72 P.M.S. Lesser, D. Cline, Philip Goode, and R.N. Horoshko, Nucl. Phys. A190(1972)597
- MAI 78 H.J. Maier, private Mitteilung
- MGR 76 R.L. McGrath, T.M. Cormier, D.F. Geesaman, J.W. Harris, L.L. Lee, and J.P. Wurm, in Proc. of the Symp. on Macroscopic Features of Heavy-Ion Collisions, Vol.II Argonne, 1976, S.681

- MOL 61 J.F. Mollenauer, Phys. Rev. 127(1962)867
- MOR 74 L.G. Moretto, D. Heunemann, R.C. Jared, R.C. Gatti, and S.G. Thompson, Physics and Chemistry of Fission 1973 (Intern. Atomic Energy Agency, Vienna, 1974), Vol. II, S.351
- MOR 76 H. Morinaga, T. Yamazaki, In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy, North Holland Publishing Company, 1976
- MOR 79 L.G. Moretto and R.P. Schmitt, Preprint, Berkeley, 1979
- NAT 78 J.B. Natowitz, M.N. Namboodiri, P. Kasirai, R. Eggers, L. Adler, P. Gonthier, C. Cerruti, and T. Alleman, Phys. Rev. Lett. 40(1977)751
- NA 78 J.B. Natowitz, G. Doukellis, B. Kolb, G. Rosner, and Th. Walcher, Preprint, Heidelberg, 1978
- NEW 74 J.O. Newton, in Nuclear Spectroscopy and Reactions C, Herausgeber J. Cerny, Academic Press, New York 1974, S.185
- NOR 70 L.C. Northcliffe and F.R. Schilling, Nuclear Data Tables A7(1970)233
- OLM 78 A. Olmi, H. Sann, D. Pelte, Y. Eyal, A. Gobbi, W. Kohl, U. Lynen, G. Rudolf, H. Stelzer, and R. Bock, Phys. Rev. Lett. 41(1978)688
- OST 76 R. Ost, N.E. Sanderson, S. Mordechai, J.B.A. England, B.R. Fulton, J.M. Nelson, and G.C. Morrison, Nucl. Phys. A265(1976)142
- PLA 78 F. Plasil, R.L. Ferguson, H.C. Britt, R.H. Stokes, B.H. Erkkila, P.D. Goldstone, M. Blann, and H.H. Gutbrod, Phys. Rev. Lett. 40(1978)1164
- PER 76 C.M. Perey and F.G. Perey, Atomic Data and Nucl. Data Tables 17(1976)1
- PÜH 77 F. Pühlhofer, Nucl. Phys. A280(1977)267
- RIE 74 F. Riess, Programm ANGDIS, Jahresbericht Beschleunigerlabor München, 1974, S.212
- ROS 67 H.J. Rose, D.M. Brink, Rev. Mod. Phys. 39(1967)306
- ROT 77 J. Rothermel, Diplomarbeit, Universität München, 1977
- RYB 70 F. Rybicki, T. Tamura, and G.R. Satchler, Nucl. Phys. A146(1970)659

- SCH 77 W.U. Schröder and J.R. Huizenga, Ann. Rev. Nucl. Sci. 27(1977)465
- SCH 78 R.P. Schmitt, G. Bizard, G.J. Wozniak, and L.G. Moretto, Phys. Rev. Lett. 41(1978)1152
- SIG 77 C. Signorini, M. Morando, G. Fortuna, and A. Stefanini, in Proceedings of the Topical Conference on Physics of Medium Light Nuclei, Herausgeber P. Blasi R.A. Ricci, Florence, 1977, S.198
- SIW 79 K. Siwek-Wilczynska, E.H. du Marchie van Voorthuysen, J. van Popta, R.H. Siemssen, and J. Wilczynski, Phys. Rev. Lett. 42(1979)1599
- SLE 76 J. Slemmer, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1976
- STE 74 S.G. Steadman, T.A. Belote, R. Goldstein, L. Grodzins, D. Cline, M.J.A. de Voigt, and F. Videbaek, Phys. Rev. Lett. 33(1974)499
- STE 75 R.M. Steffen and K. Alder, in The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, W.D. Hamilton Herausgeber, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1975, S.505
- SUG 77 K. Sugimoto, N. Takahashi, A. Mizobuchi, Y. Nojiri, T. Minamisono, M. Ishihara, K. Tanaka, and H. Kamitsubo, Phys. Rev. Lett. 39(1977)323
- TRA 75 W. Trautmann, D. Proetel, O. Häusser, W. Hering, and F. Riess, Phys. Rev. Lett. 35(1975)1694
- TRA 76 W. Trautmann, Dissertation, Universität München, 1976
- TRA 77 W. Trautmann, J. de Boer, W. Dünnweber, G. Graw, R. Kopp, C. Lauterbach, H. Puchta, and U. Lynen, Phys. Rev. Lett. 39(1977)1062
- TRA 78 W. Trautmann, Programm POLQUAD, unveröffentlicht
- TRA 79 W. Trautmann, private Mitteilung
- VAN 76 K. Van Bibber, Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 1976
- VAN 77 K. Van Bibber, R. Ledoux, S.G. Steadman, F. Videbaek, G. Young, and C. Flaum, Phys. Rev. Lett. 38(1977)334
- VOL 78 V.V. Volkov, Phys. Rep. 44(1978)93
- WAP 77 A.H. Wapstra and K. Bos, Atomic Data and Nucl. Data Tables, 19(1977)215

- WEI 79 H.A. Weidenmüller, Transport Theories of Heavy-Ion Reactions, Heidelberg, 1979
- WEN 53 J. Weneser and D.R. Hamilton, Phys. Rev. 92(1953)321
- WES 78 L. Westerberg, D.S. Sarantites, K. Geoffroy, R.A. Dayras, J.R. Beene, M.L. Halbert, D.C. Hensley, and J.H. Barker, Phys. Rev. Lett. 41(1978)96
- WIL 73 J. Wilczynski, Phys. Lett. 47B(1973)484
- WIL 75 J. Wilczynski, K. Siwek-Wilczynska, J.R. Larsen, J.C. Aquadro, and P.R. Christensen, Nucl. Phys. A244(1975)147
- WIN 77 L. Winsberg, Atom. Data and Nucl. Data Tables 20(1977)389
- WOL 78 G. Wolschin and W. Nörenberg, Phys. Rev. Lett: 41(1978)691
- WOL 79 G. Wolschin, Nucl. Phys. A316(1979)691
- WOZ 78 G.J. Wozniak, R.P. Glässel, R.C. Jared, G. Bizard, and L.G. Moretto, Phys. Rev. Lett. 40(1978)1436
- WUR 74-77 J.P. Wurm et al., Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg, Jahresbericht, 1974-77
- YOU 77 G.R. Young, Dissertation, Massachusetts Institute of Technology

Diese Arbeit wurde am Lehrstuhl Prof. C. Zupancic, in der Arbeitsgruppe von Prof. W. Hering, ausgeführt.

Die hervorragenden Arbeitsbedingungen und das gute Klima in der Gruppe haben mit dazu beigetragen, daß die Arbeit, trotz der schwierigen Bedingungen am Münchner Tandembeschleuniger nach dem Umbau, zwei Jahre nach der ersten Messung vollendet werden konnte.

Herrn Prof. Hering danke ich für sein aktives Interesse in vielen Diskussionen in jeder Phase der Arbeit.

Von Herrn Dr. Dünnweber habe ich vor allem viel über die Physik der Schwerionenreaktionen gelernt. Herr Dr. Trautmann hat mir seine große Erfahrung auf dem Gebiet der Gammaspektroskopie in zahllosen Diskussionen mitgeteilt. Beide haben mich bei der Aufnahme der Daten jederzeit bereitwillig unterstützt, wofür ich ihnen herzlich danke, ebenso wie Herrn Dipl.-Phys. Lauterbach für seine unermüdliche Mitarbeit bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente.

Herrn Denhöfer danke ich für den Hinweis auf einen Fehler in der verwendeten Version GROGI2K des Programms GROGI.

Die Vorbereitung, Durchführung und Auswertung der Experimente war nur in Zusammenarbeit mit vielen Kollegen des Hauses, im Elektroniklabor, im technologischen Labor, in den mechanischen Werkstätten, sowie der Beschleuniger-mannschaft und der Computergruppe möglich. Ihnen allen sei an dieser Stelle gedankt.

LEBENS LAUF

Ich wurde am 10. November 1948 in Ingolstadt geboren. Meine Eltern sind der Ing. grad. Hermann Puchta und seine Frau Marianne, geb. Riedel.

1955 trat ich in die Volksschule in Traunstein ein. Ab 1959 besuchte ich in Garmisch-Partenkirchen das Werdenfels-Gymnasium, an dem ich 1968 die Reifeprüfung ablegte.

Im gleichen Jahr begann ich mit dem Studium der Physik an der Technischen Hochschule und an der Universität München. Im April 1973 begann ich in der Abteilung Kernphysik der Sektion Physik der Universität in Garching eine experimentelle Diplomarbeit. Im Februar 1975 schloß ich das Physikstudium mit der Diplom-Hauptprüfung ab. Vom April 1975 an war ich in Garching als wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl Zupancic, seit September 1978 als Verwalter der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen Assistenten am Lehrstuhl de Boer beschäftigt.

Seit 1972 bin ich mit der Buchhalterin Paula Puchta, geb. Walch, verheiratet. Wir haben einen sechs Jahre alten Sohn.

